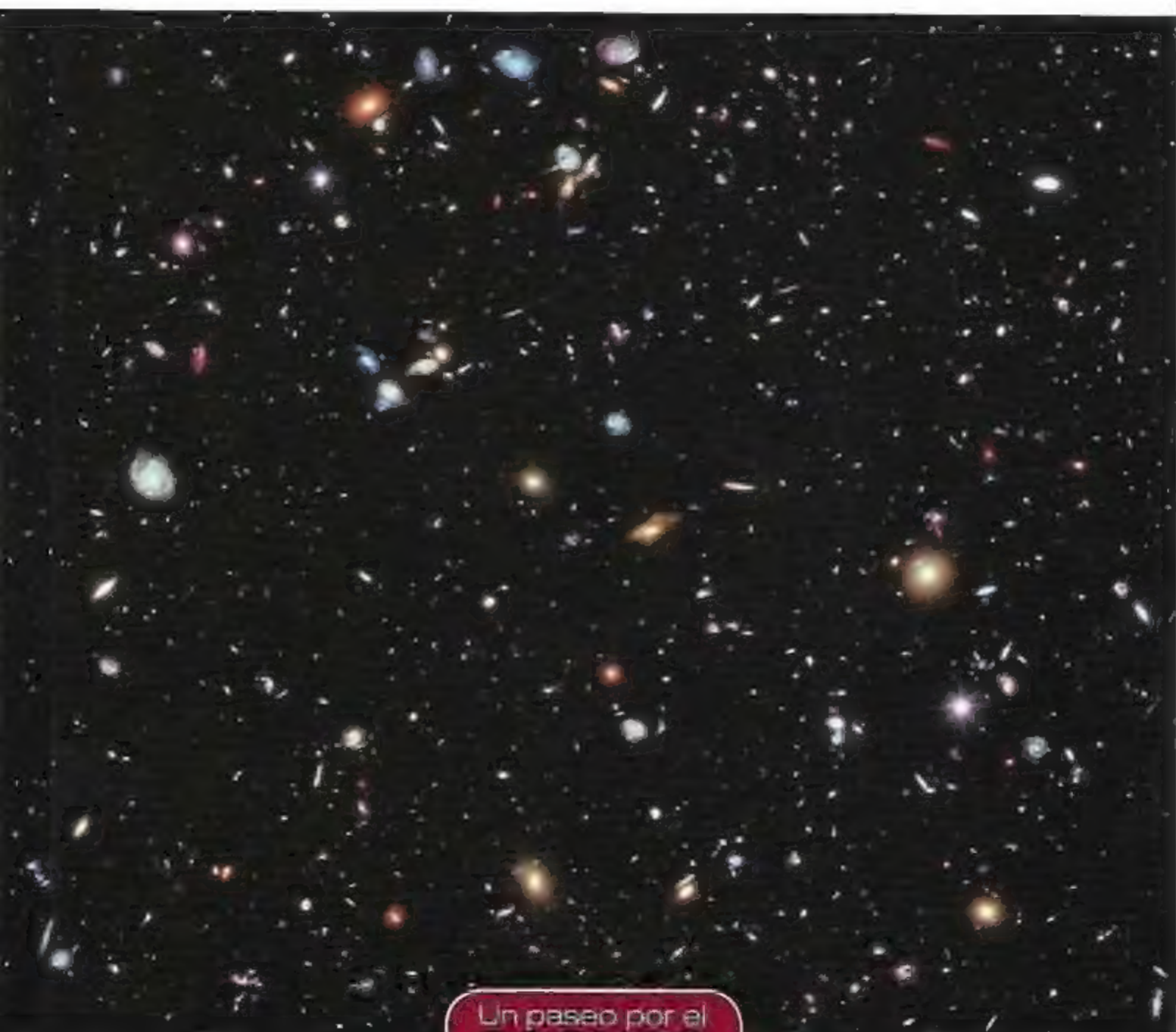


¿Por qué hay algo en lugar de nada?

El porqué de un universo de materia sobre un fondo de radiación



Un paseo por el
COSMOS

EXLIBRIS Scan Digit



The Doctor y La Comunidad

Redigitalización: The Doctor

<http://thedoctorwho1967.blogspot.com.ar/>

<http://el1900.blogspot.com.ar/>

<http://librosrevistasinteresesanexo.blogspot.com.ar/>

<https://labibliotecadeldrmoeau.blogspot.com/>

¿Por qué hay algo en lugar de nada?

El porqué de un universo de materia sobre un fondo de radiación

RBA

Imagen de cubierta: Imagen del espacio tomada por el telescopio Hubble con una enorme profundidad de campo y como resultado de una larga exposición: desde julio de 2002 hasta marzo de 2012.

Dirección científica de la colección: Manuel Lozano Leyva

© José Rodríguez-Quintero y Mario E. Gómez Santamaría por el texto
© 2017, RBA Coleccionables, S.A.

Realización: EDITEC

Diseño cubierta: Llorenç Martí

Diseño interior: tactilestudio

Infografías: Joan Pejoan

Fotografías: Archivo RBA: 29, 53; Maximilien Brice, CERN: 129; Lorenzo Comolli: 34-35; Roy Kaltschmidt, Lawrence Berkeley National Laboratory: 135; Javier Larrea/Age Fotostock: 58-59; NASA: 44; NASA/ESA/G. Illingworth, D. Magee y P. Oesch, Universidad de California, Santa Cruz/R. Bouwens, Universidad de Leiden/HUDF09: portada; RIA Novosti/Wikimedia Commons: 99; Lucas Taylor/CERN: 94-95; Vysotsky/Wikimedia Commons: 25.

Reservados todos los derechos. Ninguna parte de esta publicación puede ser reproducida, almacenada o transmitida por ningún medio sin permiso del editor.

ISBN: 978-84-473-8829-5

Depósito legal: B-12516-2017

Impreso y encuadernado en Rodesa, Villatuerta (Navarra)

Impreso en España - Printed in Spain

SUMARIO

INTRODUCCIÓN	7
CAPÍTULO 1	El modelo cosmológico estándar 15
CAPÍTULO 2	Luz, materia y antimateria 47
CAPÍTULO 3	Fuerzas, simetrías y asimetrías 71
CAPÍTULO 4	Bariogénesis: el origen de la asimetría entre partículas 105
LECTURAS RECOMENDADAS	139
ÍNDICE	141

INTRODUCCIÓN

Entonces Dios dijo: «¡Que haya luz!», y hubo luz. Al ver Dios que la luz era buena, la separó de la oscuridad y la llamó «día», y a la oscuridad la llamó «noche».

Así reza el tercer versículo, literalmente transcrito, del Génesis. Antes de ese momento, la alegoría cosmogónica judeo-cristiana con la que se inicia el que es, seguramente, el libro más leído de todos los tiempos, hace referencia a la creación divina del cielo y de la tierra, así como a la ausencia de forma y de luz en un todo constituido por un mar profundo cubierto de oscuridad. El relato bíblico de la creación, aunque obviamente carente de todo rigor científico, podría parecer —si se está indulgentemente predispuesto a establecer los oportunos paralelismos— que esconde alguna curiosa intuición sobre la percepción moderna, basada en el denominado modelo cosmológico estándar, del origen de nuestro universo. Identifiquemos «oscuridad» con materia, «luz» obviamente con radiación y asimilemos la ausencia de «forma» en el «mar profundo de oscuridad» con una materia cambiante, sujeta a procesos de aniquilación y de gestación permanentes (sí, la mirada indulgente era imprescindible), y nos hallaremos

ante una metáfora de un episodio notablemente relevante para nuestra actual comprensión del origen de todo cuanto nos rodea hoy. Se trata del momento en que la radiación se desacopló definitivamente de la materia, cuando la «luz» se separó de la «oscuridad» en el instante en que esta última empezó a formar agregados neutros (es decir, sin carga eléctrica) y se tornó transparente. Ese momento, ocurrido unos 380 000 años después de que el reloj de nuestro universo se pusiera en marcha (o, para ser más precisos, que el reloj surgiera espontáneamente como resultado de una fluctuación cuántica del vacío), se denomina técnicamente *periodo de recombinación*. A partir del mismo la radiación que hasta entonces había servido para generar materia, o era el resultado de su «auto-aniquilación» o bien era capturada y posteriormente liberada por ella. Lo cierto es que la radiación empezó a viajar libremente por el espacio y aún hoy, unos 13 800 millones de años después, lo continúa haciendo, propagándose en todas direcciones y llegando hasta nosotros desde todas las direcciones del cielo profundo, en nuestro minúsculo planeta Tierra. Dicha radiación primordial, desacoplada de la materia desde hace miles de millones de años, constituye hoy el llamado *fondo de radiación de microondas*; un vestigio del universo recién nacido y una extraordinaria prueba empírica en favor de la denominada teoría del Big Bang (Gran Explosión), que se ha desarrollado y perfeccionado hasta consolidarse hoy como el modelo cosmológico estándar.

Nuestra comprensión de estos acontecimientos remotos, en todos los sentidos, se basa en nuestra capacidad para recrearlos teóricamente, con nuestros modelos y nuestras ecuaciones, y también de forma experimental en nuestros laboratorios y aceleradores de partículas, donde podemos reproducir las condiciones del universo en estadios pasados. Nuestro conocimiento actual de la estructura íntima de la materia y de las leyes que rigen sus interacciones nos permite —adecuadamente extrapolado a dichos estadios tempranos— especular consistentemente sobre aquel universo primigenio y su evolución. Hoy tenemos pruebas extraordinariamente convincentes de que vivimos en un universo en expansión. Y de que se ha expandido desde el primer ins-

tante. Dicha expansión no tiene su origen en ningún punto o región del espacio, como podría imaginarse si estableciéramos un símil con una explosión en la atmósfera, donde capas concéntricas de aire son eyectadas desde el foco de la explosión, a su vez empujando a otras capas hacia fuera, generando así el proceso expansivo. En el caso del universo, la expansión se produce por igual en todos los puntos del espacio. Un símil más adecuado, y muy recurrente, es el de la expansión de la superficie de un globo que está siendo inflado. En ese caso, todos los puntos de la superficie del globo, si lo consideramos esférico, se expanden por igual. La expansión tiene lugar, de manera equivalente, en toda la superficie y no existe ningún centro desde el que emerja (dicho centro está fuera de la superficie). Dicha expansión solo adquiere su verdadero significado en el marco de la teoría de la relatividad general. Una teoría que «geometriza» la interacción gravitatoria y confiere naturaleza dinámica al propio espacio, relacionando su curvatura con la masa y energía que contiene. Descrita en términos relativistas, la historia del universo tiene su origen en un instante en el que toda la masa, toda la energía y el mismo espacio se hallaban singularmente condensados en un punto. Desde entonces, hace 13 800 millones de años, el universo, como la superficie del globo, ha estado expandiéndose y haciéndose cada vez menos denso. Y, como le ocurre a un gas aislado que se expande y también a un gas relativista, el universo ha ido enfriándose. Enfriamiento, para el gas, significa que la velocidad promedio de las moléculas que lo componen se reduce, así como su energía cinética. De modo análogo, un universo más frío es aquel en el que las partículas que lo componen portan menos energía. Es aquel, por tanto, en el que los procesos que lo caracterizan son menos energéticos.

Un universo más joven es, en resumen, sinónimo de más caliente y más energético. Una mirada retrospectiva hacia los orígenes del cosmos es, también, una exploración de una fenomenología de altas energías. Más altas son cuanto más nos aproximemos al instante inicial. En nuestros laboratorios, en la Tierra, la carrera para desentrañar los secretos más íntimos de la materia y desvelar su estructura última fue iniciada el siglo

pasado. Una carrera que hoy persigue elevar más y más las energías puestas en juego con el objeto de romper los diferentes estados agregados de la materia y poner de manifiesto su estructura elemental. Así, colisiones cada vez más energéticas nos han permitido romper, en primer lugar, los átomos, luego los núcleos y, finalmente, explorar el interior de sus constituyentes: el protón y el neutrón. Hemos descubierto que estos últimos, denominados genéricamente *nucleones*, pertenecen a una familia de partículas bautizadas como *bariones* (de los cuales solo el protón y el neutrón se hallan presentes en la materia estable) que, a su vez, están compuestas por tres partículas más elementales (hasta donde sabemos, carentes de estructura), denominadas *quarks*. Y, también, en ese viaje hacia el corazón de la materia impulsado por el incremento de las energías características de nuestros experimentos, hemos ido perfilando nuestra teoría de las interacciones. Es decir, las leyes que describen cómo los componentes de la materia actúan los unos sobre los otros y adquieren estructura: forman bariones que, a su vez, componen múltiples y variados núcleos que se rodean de electrones (la partícula elemental cuyo flujo explica la corriente eléctrica), constituyendo los átomos de los que estamos hechos nosotros y todo cuanto nos rodea. Tales son las leyes y la comprensión elemental de la materia que aplicamos a nuestra recreación, especulativa pero fundada, de la evolución del universo temprano. Leyes formuladas para describir el mundo microscópico, para avanzar en el entendimiento de lo muy pequeño, y que abren una ventana al universo contemplado a escala global, en una fase joven, caliente y densa. Un abrazo de lo *muy grande* y de lo *muy pequeño* que suele representarse con la imagen clásica que simboliza el ciclo eterno de las cosas: el uróboros, representado por una serpiente que muerde su propia cola.

Al cabo de 380 000 años desde el instante inicial, casi toda la materia nuclear del universo estaba constituida por núcleos de hidrógeno y helio, en una proporción de 12 a 1. En sus variedades más estables, los núcleos de hidrógeno y helio están formados por un único protón, el primero, y dos protones y dos neutrones el segundo. El protón posee una carga eléctrica igual en magni-

tud a la del electrón pero de signo opuesto, es decir que ambos neutralizan sus cargas. El neutrón, en cambio, es una partícula eléctricamente neutra. Así, solo el número de protones determina la carga del núcleo. La materia nuclear, por tanto, poseía una carga eléctrica neutra que, sin embargo, se hallaba compensada por los electrones, los cuales, en número equivalente al de protones, también constituían el universo de 380 000 años de edad. Entonces, este se enfrió lo suficiente como para que las fuerzas eléctricas atractivas, entre núcleos y electrones, dominaran sobre la agitación térmica, de modo que los primeros se rodearon de los segundos y formaron átomos neutros.

No obstante, 380 000 años después del instante inicial, el cosmos contenía, sobre todo, luz y un tipo de partícula sin carga eléctrica, emparentada con el electrón, denominada *neutrino*, que interactúa tan débilmente con la materia que resulta muy difícilmente detectable. La luz, mirada bajo la lupa de la teoría cuántica, se encuentra también constituida por elementos corpusculares que fueron bautizados con el nombre de *fotón*. Dichos fotones resultaron ser, en el marco de la teoría cuántica del campo electromagnético, los vehículos que transmitían las fuerzas electromagnéticas. Por ello, antes de la recombinación interactuaron de manera mucho más efectiva con la materia cargada que con la materia neutra, a raíz de que se formaran los átomos. A partir de ese momento, la luz se desacopló casi completamente de la pequeña proporción de materia que formaba el universo.

Los fotones entonces desacoplados han continuado propagándose por el cosmos, enfriándose con él, hasta integrarse en un fondo de radiación primordial que puede ser detectado 13 800 millones de años después. Y los átomos que se gestaron en el periodo de recombinación fueron la materia prima para el gas interestelar y todos los objetos presentes hoy en el universo. Algunos miles de millones de años después de la recombinación, las fuerzas gravitatorias comprimieron la materia nuclear en algunas regiones del espacio en expansión, elevando de nuevo, aunque localmente, la temperatura hasta activar mecanismos de reacción nuclear que elevaron aún más dicha temperatura. De esta suerte, se encendieron las estrellas, cuya luz, de manera

directa o indirecta, nos informa hoy de la cantidad de materia que compone nuestro universo. Los cosmólogos, valiéndose del fondo de radiación de microondas, realizan estimaciones de la cantidad de luz primordial comparada a la de materia y deducen que, 380 000 años después del instante inicial, el universo contaba aproximadamente con 1 000 millones de fotones por cada nucleón. Esta cantidad es una pieza esencial en el edificio del modelo cosmológico estándar. Pero ¿cuál es su explicación? Si se originó de algún modo, ¿cómo?

Una cantidad tan ínfima en términos relativos parece tener naturaleza residual. Pero ¿un residuo de qué? La formulación de una teoría compatible con la mecánica cuántica y la teoría de la relatividad especial para el electrón llevó al físico teórico británico Paul A. Dirac (1902-1984) a sugerir la existencia del *positrón*, una partícula equivalente al electrón salvo por su carga eléctrica, de signo opuesto, y que podía aniquilarse al interactuar con este para producir fotones. A la inversa, fotones con energía suficiente también podían producir parejas de electrón y positrón. Muy pronto, las ideas de Dirac se revelaron correctas; y cada partícula resultó tener su propia antipartícula, con la cual se neutralizaba y aniquilaba. Antiprotones y antineutrones resultaron existir también, como agregados de tres antiquarks, y otro tanto ocurría para cualquier otro miembro de la familia de los bariones. Así, había antinucleones que podían rodearse de positrones para formar anti-núcleos. Y materia y antimateria que se destruían entre sí para producir luz y viceversa.

Si nos remontamos hacia atrás en el tiempo, desde el periodo de recombinación hasta el Big Bang, el universo solo estuvo lo suficientemente caliente como para que sus fotones produjeran parejas de partícula y antipartícula durante los primeros 14 segundos de su historia. Después, todavía durante los primeros minutos, los protones y los neutrones, que se habían formado por agregación de quarks, formaron los primeros núcleos; eso sucedió, una vez más, cuando el enfriamiento permitió que las fuerzas atractivas, en este caso de naturaleza nuclear, dominaran sobre la agitación térmica. Sin embargo, la materia prima para esos núcleos se había originado durante los primeros 14 se-

gundos, durante los cuales el universo caliente aún bullía con los procesos de aniquilación de parejas de partículas y anti-partículas y de su creación a partir de fotones. Al cabo de ese periodo, la creación de parejas se fue haciendo más y más improbable, mientras partículas y antipartículas fueron aniquilándose entre sí, hasta no dejar más que un mar de fotones y una cantidad residual de partículas, a razón de 1 nucleón por cada 1 000 millones de fotones.

No obstante, la existencia misma de esa cantidad residual implica que, en algún momento a lo largo de esos primeros segundos de historia del universo, debió generarse un ligerísimo exceso del número de nucleones respecto del de antinucleones. Aproximadamente por cada 500 millones de antinucleones debieron generarse 500 millones de nucleones más uno. De ese modo, el festín de voracidad caníbal de la materia resultaría en una partícula por cada 1 000 millones de fotones, como deducimos hoy del fondo de radiación de microondas. Este minúsculo, pero absolutamente crucial, exceso es lo que se conoce como *asimetría bariónica* del universo, empleando el nombre genérico de la familia de partículas a la que pertenecen los nucleones. El objeto de este libro es abundar en el porqué de dicha asimetría. Para ello, debemos introducir el modelo cosmológico estándar que permite reconstruir la historia temprana del universo. Y debemos profundizar en nuestra comprensión de la materia y la radiación, de sus leyes y sus simetrías. Todo ello será el objeto de los próximos capítulos, con el fin de responder a la pregunta de por qué hay algo en lugar de nada; es decir, por qué hay materia además de radiación. O, recordando la alegoría del Génesis, ¿por qué hay oscuridad además de luz?

Si en una noche despejada nos alejamos de la contaminación lumínica de cualquiera de nuestras ciudades, es posible distinguir una banda brillante, de aspecto lechoso, contra el fondo negro del cielo tachonado de estrellas. Se trata de la Vía Láctea. O lo que alcanzamos a ver de ella, inmersos como estamos en uno de los brazos de su extrarradio, lejos del centro galáctico. Sin duda, es más fácil identificar su imagen con un chorro de leche que con el disco de la distribución de estrellas y gas que llamamos galaxia. El nombre deriva, precisamente, de la mitología griega que atribuía la formación de la Vía Láctea a las gotas de leche derramadas por la diosa Hera al amamantar a su hijo, el semidiós Hércules. El mismo término «galaxia», acuñado para designarlas genéricamente, constituye una reminiscencia del mito clásico, al derivar de la palabra griega para leche, «gala».

En 1750, el astrónomo inglés Thomas Wright publicó el libro *Teoría original o nueva hipótesis acerca del universo*, en el que sostenía que las estrellas se distribuían, de forma más o menos uniforme, en un universo con forma de rueda de molino. Dentro de este esquema, los habitantes del sistema solar, situado en un disco formado por una sección plana paralela a la rueda, reci-

El modelo cosmológico estándar

La ley de Hubble, la detección del fondo de radiación de microondas y las abundancias relativas de núcleos ligeros compatibles con la nucleosíntesis primordial son los pilares básicos del modelo cosmológico estándar, que sostiene nuestra concepción actual del universo.

birían la mayor parte de la luz de un número mucho mayor de estrellas situadas a lo largo de ese plano, más que de cualquier otra dirección. Resulta asombroso lo acertado de la intuición de Wright, corroborada por las observaciones posteriores, en lo que a la forma de nuestra galaxia se refiere. No obstante, la cuestión de si habitamos una única «rueda de molino» o múltiples «universos-isla», como un contemporáneo de Wright, el filósofo alemán Immanuel Kant, denominara a lo que hoy llamamos galaxias, no quedó resuelta hasta después de 1920, año en que tuvo lugar el famoso debate Shapley-Curtis. En él, también referido como «el gran debate», los astrónomos estadounidenses Harlow Shapley y Herbert Curtis polemizaron sobre la cuestión de la escala del universo, sobre si este estaba únicamente compuesto por la Vía Láctea o si, por el contrario, estaba preñado de distantes objetos extragalácticos, cada uno de ellos una galaxia *per se*. La cuestión fue resuelta por otro astrónomo estadounidense, Edwin Hubble (1889-1953), que puede ser justamente considerado como el padre indiscutible de la cosmología observacional. Hubble demostró irrefutablemente que el universo estaba poblado por un gran número de galaxias, de las cuales la Vía Láctea era solo una más. Pero Hubble hizo mucho más que eso: sentó también una de las bases principales de la cosmología moderna al constatar experimentalmente la expansión del universo, formulando la conocida como *ley de Hubble*.

Nuestra concepción actual del universo, de su origen y de su evolución, se forjaron a lo largo del siglo pasado, apoyadas de manera fundamental en el marco teórico que proporcionó la teoría de la relatividad general, formulada por el célebre físico alemán Albert Einstein en el primer cuarto de siglo, e integrando también todos los avances en física nuclear y de partículas elementales, con el fin de refinar algunos aspectos esenciales de lo que hoy conocemos como *modelo cosmológico estándar*. Desde el punto de vista observacional, tres son los pilares principales sobre los que se sostiene este edificio teórico: la ley de Hubble, la detección del fondo de radiación de microondas y las abundancias relativas de núcleos ligeros compatibles con la nucleosíntesis primordial.

COMPRENDIENDO EL UNIVERSO: DE NEWTON A EINSTEIN

El primer intento coherente de proponer una descripción de la estructura y el origen del universo, basada en argumentos directa o indirectamente empíricos y científicamente contrastables, puede corresponder al genial científico (y también alquimista, entre otras muchas cosas) británico Isaac Newton (1643-1727). Con la publicación en 1687 de su magna obra: *Philosophiae naturalis principia mathematica* (*Principios matemáticos de la filosofía natural*), Newton estableció las leyes matemáticas universales que regían el mundo natural. Las leyes fundamentales de la dinámica y de la gravedad debían servir igualmente para explicar la tosca caída de una manzana o las elegantes órbitas planetarias. Debían, por tanto, ser la herramienta matemática para comprender el universo. Efectivamente, dichas leyes y la observación directa de los cielos condujeron a la primera especulación científica, aunque errónea, sobre la estructura espacial y temporal del cosmos.

Fruto de la observación, existía el convencimiento generalizado de que el universo, al menos a gran escala, era esencialmente estático. El cielo profundo, escrutado a escala de tiempo humano, parecía inmutable una vez descontados los cambios regulares aparentes inducidos por la mecánica celeste en el sistema solar. Sin embargo, Newton había formulado que cualquier par de objetos masivos ejerce una fuerza de atracción mutua que crece en proporción directa a sus masas y es inversa al cuadrado de la distancia que los separa. Pero, si todas las fuerzas eran de naturaleza atractiva, cualquier sistema finito y estático debía colapsar. Ese equilibrio estático era incompatible con la gravedad formulada por Newton. Tal era el argumento de inconsistencia que el reverendo anglicano inglés Richard Bentley presentó al propio Newton, con quien mantuvo una relación epistolar sobre la existencia de un Creador inteligente.

Los átomos y partículas que ahora constituyen el cielo y la Tierra y que estuvieron una vez dispersos y separados en el espacio mundano, en un supuesto caos, nunca hubieran podido reunirse sin un Dios y sus afectos mecánicos.

RICHARD BENTLEY

Newton resolvió la paradoja de Bentley concibiendo un universo infinito, en el que la masa estaba homogénea y uniformemente distribuida. En esencia, el de Newton era un argumento de simetría: cualquier punto de dicho universo era semejante a cualquier otro, y todas las direcciones eran equivalentes e indistinguibles (técnicamente, diríamos que el universo propuesto por Newton era simétrico bajo traslaciones y rotaciones). En esas condiciones, todas las fuerzas gravitatorias se cancelarían entre sí, en todos los puntos, ya que el resultado de la acción gravitatoria de toda la masa existente no puede apuntar más en una dirección que en otra. El universo de Newton sería uniforme, infinito y estático, aunque su equilibrio sería muy delicado e inestable. Cualquier pequeña perturbación rompería la simetría y lo sacaría de su equilibrio, induciendo de nuevo al colapso sugerido por Bentley.

La naturaleza estática del universo newtoniano hubo de ser posteriormente matizada, a raíz de una segunda paradoja formulada por el médico y astrónomo alemán Heinrich Wilhelm Olbers (1758-1840), según la cual el cielo negro nocturno era incompatible con un universo infinito y uniforme. De ser cierto esto último, argumentaba Olbers, el cielo nocturno tendría que ser infinitamente brillante, dado que el número de estrellas situadas a una distancia dada crecería con el cuadrado de dicha distancia, compensando el hecho de que la cantidad de luz que nos llega de ellas se reduce con dicho cuadrado. Así recibiríamos, en promedio, la misma cantidad de luz proveniente de todas las cortezas esféricas que nos rodean, cualquiera que sea su radio. Y el número de cortezas es infinito en un universo infinito. No obstante, dado que la luz se propaga con una velocidad finita, una condición implícita en el razonamiento de Olbers es que el universo tiene que haber sido estático e inmutable siempre. Cuanto más remota sea una estrella, más tiempo hace que emitió la luz que ahora recibimos. Si estamos recibiendo luz de estrellas infinitamente lejanas, para sostener el argumento de Olbers debemos concluir que dichas estrellas han estado emitiendo siempre. Por tanto, la solución a la paradoja resultaría de admitir un universo no estacionario. Aunque el universo fuera estático hoy, no lo habría sido siempre. De hecho, habría tenido un principio.

La concepción newtoniana del universo que acabamos de discutir, en lo esencial, permaneció vigente hasta finales del siglo XIX. Solo entonces, la gran revolución de la física que se inició con el siglo XX transformó también de manera radical nuestra visión del universo. Y solo a partir de entonces adquirieron verdadero sentido y significado las ideas de origen y evolución del mismo. La cosmología moderna había nacido.

Una teoría de la relatividad para casos especiales

En 1905, Einstein publicó en los *Anales de Física de la Sociedad Alemana* el artículo titulado: «Sobre la electrodinámica de los cuerpos en movimiento». Bajo este título, eminentemente técnico, se escondía su teoría de la relatividad, después llamada «especial» porque se aplicaba solo a cierto tipo particular de sistemas. En realidad, Einstein se ocupaba de la invariancia de las leyes físicas, excluida la gravedad, frente a cambios de sistemas de referencia *inerciales*.

Todo observador de la realidad física aplica y establece las leyes físicas desde un sistema de referencia propio. Es decir, mide las distancias desde el punto espacial en el que se encuentra (o cualquier otro en reposo respecto a él) con su propia regla o aparato de medida, y calcula los tiempos con su propio reloj. Así, con sus tiempos y sus distancias, puede determinar la velocidad o la aceleración de un cuerpo o una partícula. Igualmente, medirá magnitudes dinámicas como masas o fuerzas. Las leyes físicas, como las que rigen el electromagnetismo, establecen relaciones entre estas magnitudes. El punto respecto al que se miden las distancias, la regla y el reloj constituyen el sistema de referencia. Todos aquellos sistemas que se desplazan unos respecto de los otros (sus puntos de referencia) con velocidad constante se denominan *inerciales*.

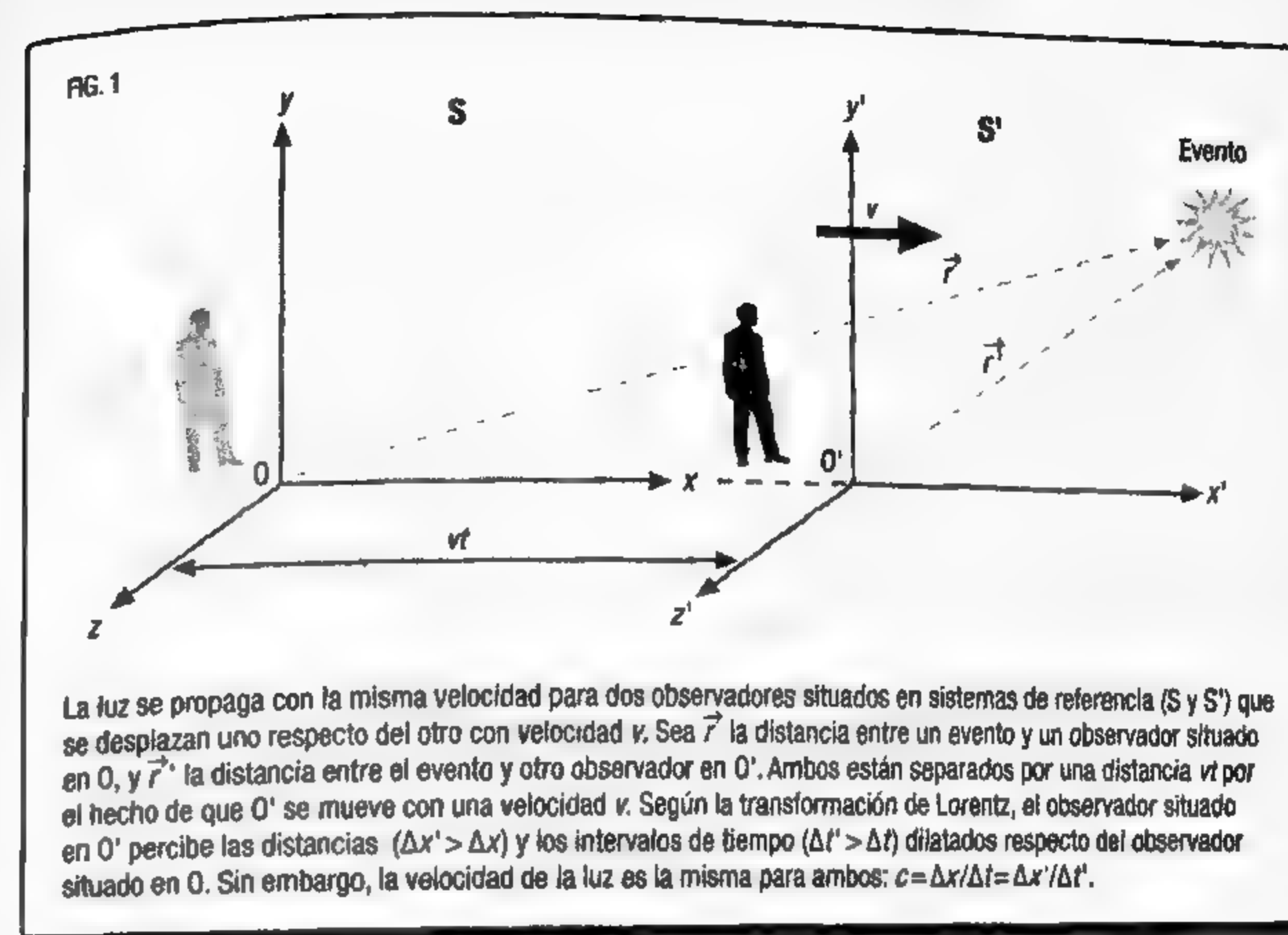
Si bien las magnitudes medidas desde uno u otro sistema de referencia pueden resultar distintas (resulta muy intuitivo, por ejemplo, que las velocidades medidas por dos observadores que se mueven uno con respecto al otro diferirán), las leyes físicas

deben aplicarse del mismo modo. No pueden depender del observador. Esto es lo que, técnicamente, se conoce como invariancia frente a un cambio de sistema de referencia. El problema radicaba en que las interacciones electromagnéticas parecían no ser invariantes frente a cambios de sistemas de referencia inerciales. Precisamente, con su teoría especial de la relatividad, Einstein restablecía dicha invariancia. Y lo hacía a costa de introducir una idea verdaderamente audaz. Einstein postuló que los relojes y las reglas no eran universales sino que dependían del sistema de referencia, modificando así las reglas de transformación entre magnitudes medidas desde diferentes sistemas, de suerte que las leyes resultaran finalmente invariantes.

Las implicaciones de estas nuevas reglas de transformación, conocidas como *transformaciones de Lorentz* (planteadas por el físico neerlandés y premio Nobel Hendrik Antoon Lorentz, 1853-1928), entre sistemas de referencia inerciales eran absolutamente revolucionarias, pero resolvían el problema del electromagnetismo y, al mismo tiempo, atendían a una evidencia experimental también asombrosa pero incontestable: la velocidad de la luz en el vacío era universalmente constante medida desde cualquier sistema inercial. Fruto de dichas transformaciones, cada observador medía un tiempo y una distancia propios. Los primeros se dilataban y las segundas se contraían cuando aumentaba la velocidad del observador, como muestra la figura 1. Además, las ecuaciones dinámicas, es decir, las que relacionan las fuerzas con la evolución de los sistemas, también resultaban modificadas; y de ello se obtenía la equivalencia relativista entre masa y energía que, de manera general, puede expresarse como sigue:

$$E = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4},$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío, E es la energía de una partícula, p la cantidad de movimiento, y m es su *masa invariante* o *masa en reposo*, la extensión relativista del concepto de masa newtoniana, independiente del observador. Para una



partícula en reposo, de la anterior ecuación se obtiene (simplemente anulando la cantidad de movimiento, por ser cero la velocidad) la celeberrima ecuación $E = mc^2$, identificada por el gran público, incluso aquel carente de nociones elementales de física, con el propio Einstein y su teoría de la relatividad. De la dinámica relativista se infería, también, que la cantidad de movimiento de una partícula con masa en reposo no nula se hacía infinita cuando su velocidad se aproximaba a la velocidad de la luz. En consecuencia, ese valor resultaba ser una constante universal con un profundo significado dinámico: nada podía propagarse a una velocidad superior a la de luz.

Teoría de la relatividad general: la gravedad, incorporada

Einstein había restablecido la invariancia de las leyes físicas frente a transformaciones entre sistemas de referencia inercia-

les, derivando además insólitas y revolucionarias implicaciones, pero había dejado al margen la gravedad. Su siguiente e igualmente revolucionario paso sería incluir la gravedad en una teoría más general.

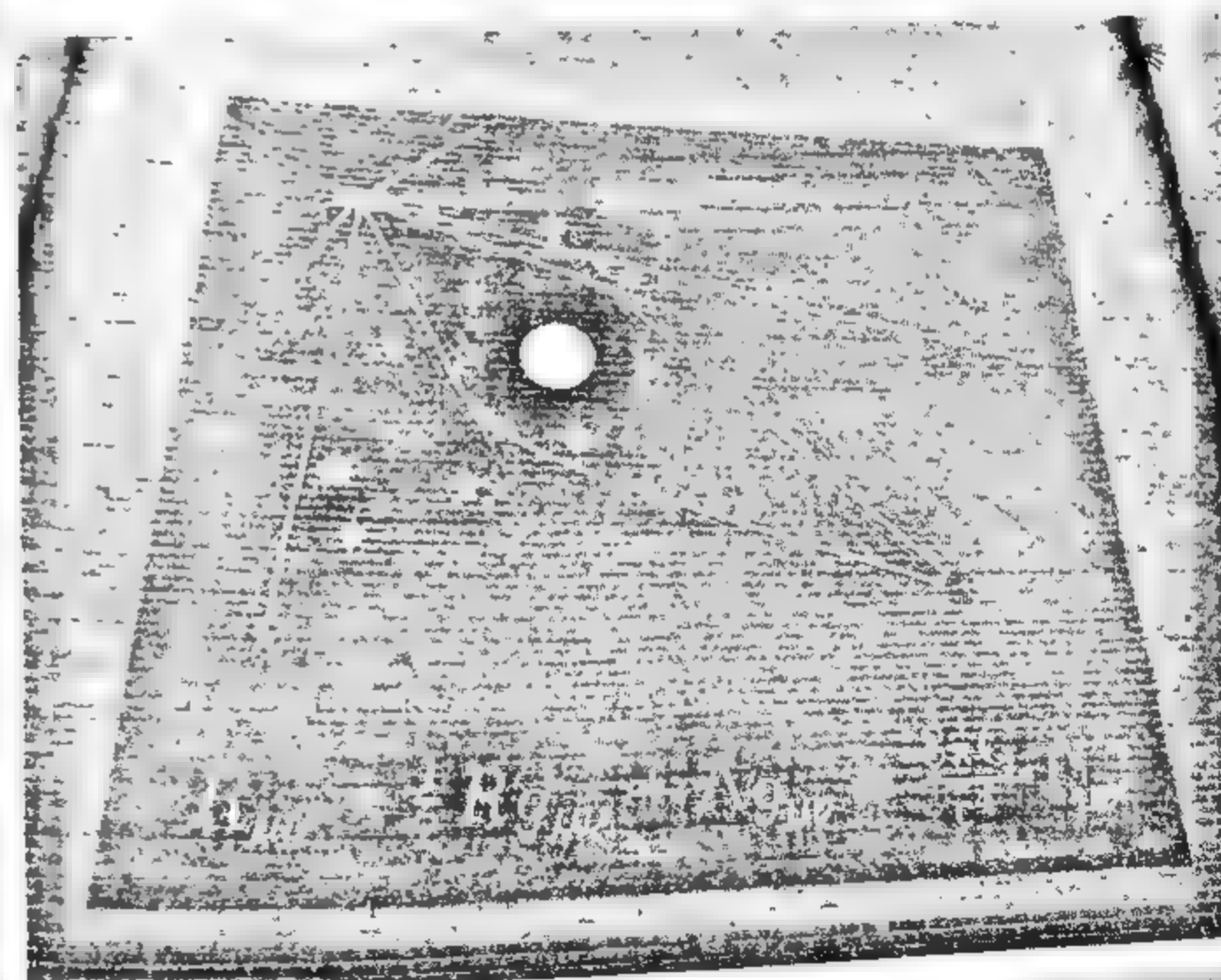
La gravedad, tal y como fue concebida por Newton, era el resultado de la acción a distancia de dos objetos masivos, los cuales ejercían una fuerza de atracción mutua proporcional a sus masas e inversamente proporcional al cuadrado de su distancia de separación. Posteriormente, la idea de las fuerzas a distancia sería reemplazada por el concepto de *interacción* mediada por un campo clásico, como discutiremos más profundamente más adelante. Por ahora, nos basta con señalar que las masas son la propiedad física que genera o bien la fuerza o bien el campo que porta la interacción. Pero ¿qué masas? Conceptualmente, hasta la formulación de la relatividad general, se distinguían dos tipos de masas. A saber, *masa inercial* y *masa gravitatoria*. La primera es una propiedad dinámica que equivale al cociente entre la intensidad de la fuerza ejercida sobre un cuerpo y la aceleración resultante; y cuantifica la resistencia del cuerpo a cambiar su estado de movimiento. Es, también, la generalizada por medio del concepto relativista de masa en reposo. La segunda, la masa gravitatoria, es la propiedad o principio activo para las fuerzas gravitatorias. Veamos un ejemplo sencillo. Cuando usamos una báscula de baño para pesarnos estamos, efectivamente, midiendo nuestra masa gravitatoria, a partir de la fuerza que la Tierra ejerce sobre nuestros cuerpos. Si repitiéramos la pesada con la báscula en un vehículo espacial en reposo, fuera del campo gravitatorio de la Tierra, la ausencia de fuerzas conduciría a una lectura nula. Sin embargo, si el vehículo acelera contra la báscula, con una aceleración exactamente igual a la intensidad del campo gravitatorio, la báscula arrojaría una lectura que correspondería a nuestra masa inercial. No obstante, aunque conceptualmente distintas, ningún experimento hasta el día de hoy ha conseguido establecer la más mínima diferencia cuantitativa entre masa gravitatoria y masa inercial. Ambas lecturas de la báscula, en el ejemplo anterior, serían absolutamente idénticas. De hecho, esta completa equivalencia explica por qué

LAS ECUACIONES DE CAMPO DE EINSTEIN

El segundo principio de dinámica de Newton relaciona la fuerza aplicada sobre una partícula con su aceleración. Su resolución proporciona la trayectoria seguida por esta. En su forma simbólica, la famosa ecuación $F=ma$, relaciona dos vectores en el espacio tridimensional. En el caso de la relatividad general, la ecuación de Einstein se escribe como:

$$G_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}$$

donde G es la constante de gravitación universal de la ley de Newton, y c , la velocidad de la luz en el vacío. $G_{\mu\nu}$ es el tensor de curvatura, y $T_{\mu\nu}$ el tensor de energía impulso. Los tensores son una generalización de los vectores para dimensiones múltiples; en este caso ambos índices tienen las dimensiones del espacio-tiempo, y por tanto son objetos de 4×4 componentes. El tensor de curvatura representa la curvatura del espacio-tiempo producida por la gravedad, y el tensor energía impulso contiene la distribución de masa y energía del espacio. De esta forma, la ecuación de Einstein relaciona geometría del espacio con la presencia de masa en él. La solución de la ecuación son las curvas geodésicas, unas líneas que recorrerían un objeto sin experimentar fuerza alguna. En el espacio libre de materia, las geodésicas serían líneas rectas; sin embargo, la presencia de las masas hace que las geodésicas sean curvas. Las ecuaciones de Einstein tienen una forma complicada, aunque poco después de su publicación aparecieron ya las primeras soluciones: la de Schwarzschild (por el físico alemán Karl Schwarzschild, 1873-1916), para una gran masa esférica, y la de Kerr (por el matemático neozelandés Roy Kerr, n. 1934) para una gran masa giratoria.



Representación del efecto de lente gravitacional junto a las ecuaciones de Einstein para un universo homogéneo sobre el muro del museo de Boerhaave, en Leiden (Países Bajos).

los cuerpos, como demostrara el científico italiano Galileo Galilei (1564-1642) con su célebre experimento de la torre de Pisa, caen con idéntica aceleración, independientemente de su masa. Y, precisamente, en un abuso conceptual, la intensidad del campo gravitatorio terrestre sobre la superficie de la Tierra recibe el nombre de *aceleración de la gravedad*.

Einstein entendió esta coincidencia cuantitativa como la consecuencia de un principio mucho más profundo. Así, postuló el conocido como *principio de equivalencia*, que puede considerarse como el primer paso hacia una teoría más general de la relatividad, incorporando la gravedad. Según este principio, un sistema de referencia acelerado, y por tanto no inercial, como el vehículo espacial del ejemplo anterior, sería completamente indistinguible de un sistema sobre el que actúa un campo gravitatorio de intensidad equivalente pero opuesta a la aceleración. De este modo, armado con el principio de equivalencia, Einstein extendería su teoría de la relatividad a sistemas no inerciales, incorporando una versión reformulada de la gravedad.

Entre 1907 y 1915, fecha en la que presentó sus primeros resultados ante la Academia Prusiana de Ciencias, Einstein elaboró su teoría completa de la relatividad general. Sus hoy famosas ecuaciones de campo vinculaban la energía y la cantidad de movimiento, que depende a su vez de la masa inercial, con las propiedades geométricas del espacio. En particular, todo cuerpo, por efecto de una masa, deforma a su alrededor el espacio-tiempo (ambos, espacio y tiempo, están cinemáticamente ligados por las transformaciones de Lorentz, que explican la relación que hay entre dos medidas obtenidas por dos observadores distintos de una misma magnitud física), modificando su curvatura. Así, un segundo cuerpo en presencia del primero sigue la trayectoria de mínimo esfuerzo en ese espacio deformado. Dicha trayectoria es una curva denominada *geodésica*. Si sobre el cuerpo no actúa ninguna otra fuerza, este mantendrá la trayectoria geodésica, que solo abandonará bajo la acción de dicha fuerza no gravitatoria. En un espacio no curvado, sin masas, las geodésicas serían líneas rectas. Para un espacio de curvatura constante, como podría ser una superficie esférica, las geodésicas serían círculos

de radio máximo. En general, la trayectoria geodésica sería una curva complicada que dependería de la distribución particular de masa considerada, según las complicadas ecuaciones de campo de Einstein. En ellas, el campo gravitatorio es una perturbación geométrica del espacio, inducida por las masas o, en general, por la energía y la cantidad de movimiento de los cuerpos. La gravedad de Einstein es una teoría geométrica.

Las implicaciones de la incorporación de la gravedad a la teoría de la relatividad son tan extraordinariamente insólitas como lo eran las del caso especial. Por ejemplo, un rayo de luz se propagaría siguiendo siempre una trayectoria geodésica y, por tanto, percibiría los efectos gravitatorios por medio de la deformación del espacio. En las proximidades de un objeto masivo, la curvatura del espacio sería apreciable y también lo sería la desviación del rayo. Este fenómeno, el de la desviación de un rayo por un campo gravitatorio intenso, se conoce como *efecto de lente gravitacional*. Además, si un objeto estelar muy masivo colapsa, su masa se concentrará más y más en un espacio cada vez menor, hasta generar un campo gravitatorio tan intenso que curvaría y cerraría el espacio a su alrededor. Las trayectorias geodésicas en el entorno próximo de dicho objeto serían curvas cerradas. Nada, tampoco la luz, escaparía de semejante objeto, que recibe el gráfico nombre de *agujero negro*. Por otra parte, una tercera predicción singular de la relatividad general eran las ondas gravitacionales que, del mismo modo que las ondas electromagnéticas eran soluciones del campo electromagnético, se deducirían de las ecuaciones de campo de Einstein. El efecto de lente gravitacional ha sido observado en múltiples ocasiones. La primera vez, tan pronto como en 1919, durante la expedición dirigida por el astrónomo británico Arthur Stanley Eddington (1882-1944), en lo que supuso una sobresaliente y sonora confirmación de las ideas de Einstein (véase la imagen de la pág. 29). Las ondas gravitacionales han resultado ser más elusivas, debido a la débil intensidad del campo gravitatorio; y solo han sido directamente detectadas muy recientemente, en pleno siglo XXI, en el experimento LIGO (por *Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory*, Observatorio de ondas gravitacionales

por interferometría láser), operado por el Instituto de Tecnología de California (Caltech) y el Instituto Tecnológico de Massachusetts, el MIT. En cuanto a los agujeros negros, aún hoy, solo se tienen evidencias indirectas de su existencia.

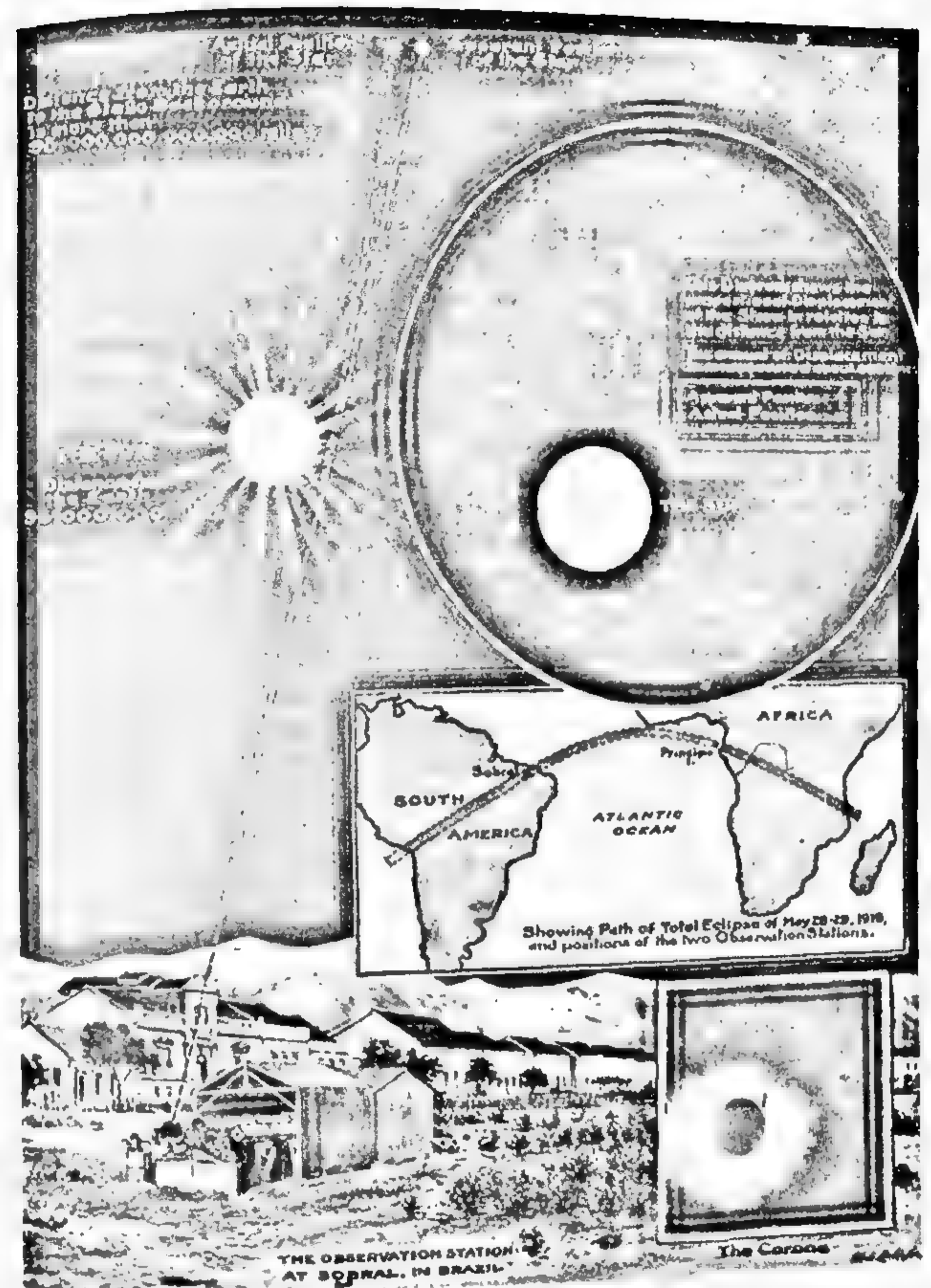
UN UNIVERSO EN EXPANSIÓN

Del mismo modo que la gravedad y las leyes universales del movimiento de Newton habían conducido a lo que podríamos considerar un primer modelo cosmológico, la teoría de la relatividad dio pie a una inmediata revisión de la concepción cosmológica newtoniana. Ya en 1917 Einstein publicó los resultados que había obtenido de sus ecuaciones de campo al describir el universo en su conjunto.

En la solución de Einstein, una distribución universal homogénea de masa y energía curvaba el espacio de manera uniforme, confiriéndole la geometría que tendría una esfera tridimensional en un espacio de dimensión superior. Este cuerpo geométrico se conoce como *hiperesfera* y sus propiedades matemáticas son análogas a las de una superficie esférica bidimensional. Las geodésicas serían, por tanto, curvas cerradas de curvatura constante, como las circunferencias en una esfera. No habría bordes en el universo finito pero ilimitado de Einstein: siguiendo una geodésica, en cualquier dirección posible, siempre regresaríamos al punto de partida. No obstante, la solución de Einstein no era estacionaria. No lo era por la misma razón que Bentley había esgrimido para sugerir el colapso del universo de Newton. Las fuerzas gravitatorias son de naturaleza únicamente atractiva. Newton había resuelto el problema proponiendo un universo infinito y homogéneo en delicado equilibrio, donde todas las fuerzas se cancelaban entre sí. Pero la geometría hiperesférica que las ecuaciones de campo otorgaban al universo de Einstein hacían imposible ningún equilibrio.

Sin embargo, Einstein, al igual que hicieran Newton o Bentley antes que él, aceptó el prejuicio de un universo estacionario y forzó la solución de sus ecuaciones de campo para que se com-

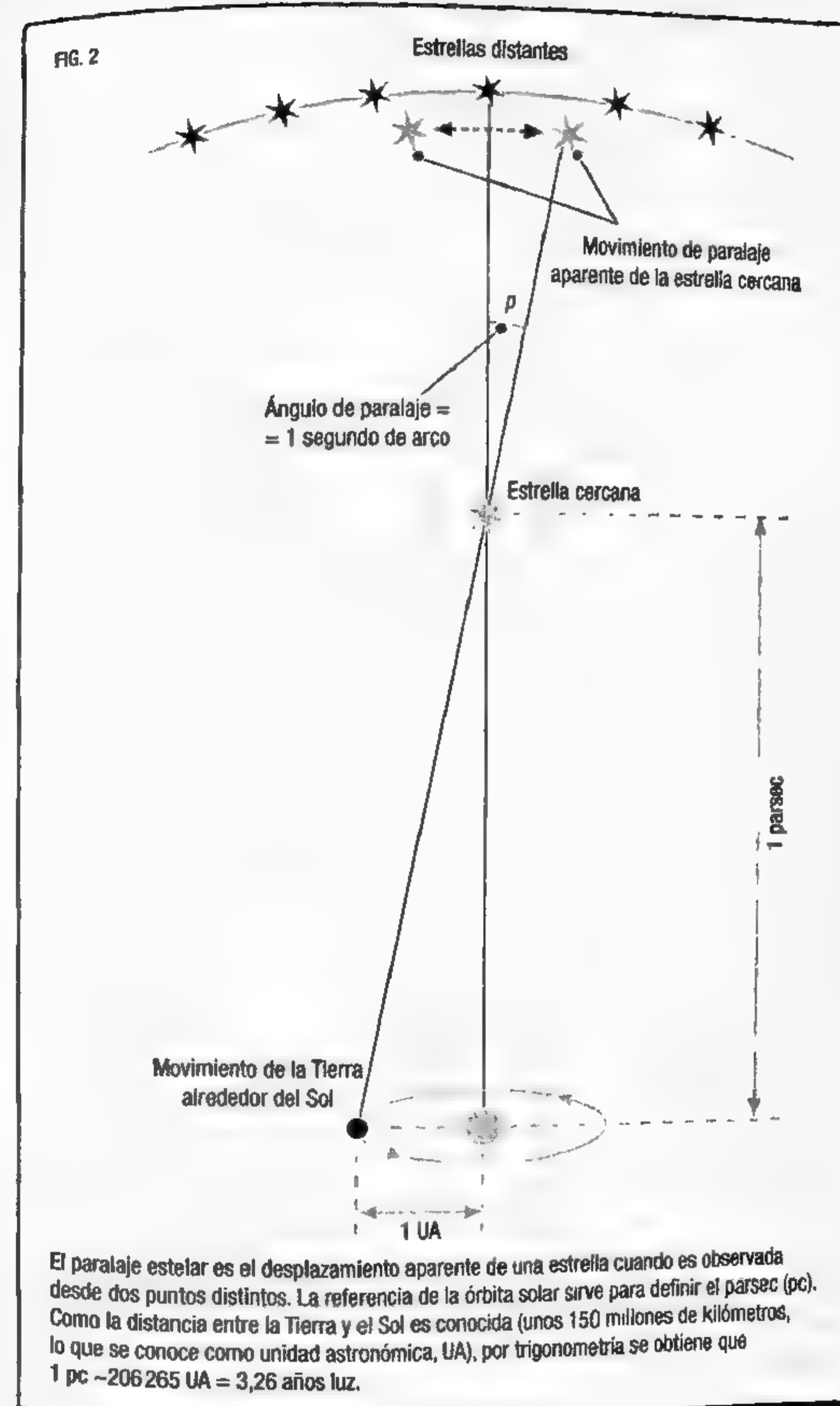
En la página contigua, ilustración de un periódico londinense en el que se muestra el cambio aparente de posición de varias estrellas debido a la interposición del Sol. La observación de este efecto, conocido como efecto de lente gravitacional, realizada por el astrónomo Arthur Stanley Eddington desde la isla de Príncipe durante el eclipse total de Sol de 1919, fue una de las primeras verificaciones de la teoría de la relatividad general.



portara como tal. Para ello, introdujo un término adicional que dio en denominarse *constante cosmológica*. Recurramos al símil bidimensional para visualizar mejor la cuestión. El universo de Einstein podría describirse como la superficie de un globo, al que las fuerzas gravitatorias desinflarían hasta producir el mismo colapso que Bentley sugiriera. La constante cosmológica de Einstein cumplía la función de la presión hacia fuera que ejerce el aire sobre las paredes de un globo, evitando su colapso. Un término que generaría una presión negativa de naturaleza anti-gravitatoria y compensaría el efecto atractivo de la masa. Así, sirviéndose de la constante cosmológica, Einstein describió con sus ecuaciones un universo estacionario. Y se equivocó.

En este punto, debemos volver al problema de la escala del universo que, como señalamos al principio de este capítulo, animó el debate entre Harlow Shapley y Herbert Curtis en 1920. La raíz del problema residía en la dificultad para medir con precisión las distancias a objetos estelares y cósmicos. Aquellas para los objetos más próximos podían determinarse con notable precisión midiendo su *paralaje* (figura 2), es decir, la desviación angular aparente en la posición del objeto, respecto de un fondo fijo, inducida por un cambio de posición del observador. En la práctica, podían medirse las discrepancias en la posición aparente, medidas con seis meses de diferencia, desde dos puntos separados por el eje mayor de la órbita de la Tierra alrededor del Sol. Por ello, resultaba natural usar como unidad de referencia la distancia a la que el paralaje medido entre la Tierra y el Sol sería de un segundo de arco. Dicha unidad recibió el nombre de *parsec* y equivale a unos 30 billones de kilómetros. La otra unidad astronómica de referencia, quizá más intuitiva, es el año-luz; definida como la distancia recorrida por la luz en un año (un parsec equivale a 3,26 años-luz).

Sin embargo, el problema de determinar la escala del universo exigía determinar la posición de objetos separados de nosotros por distancias del orden de 100 000 años-luz. O puede que más. A tal fin, eran necesarios métodos más sofisticados que la estimación del paralaje, fundados básicamente en la identificación de alguna estrella de luminosidad conocida. El brillo aparente



de dicha estrella resultaría de aplicar la ley del inverso del cuadrado de la distancia a su luminosidad; por tanto, la medición de su brillo ofrecería una estimación bastante precisa de la distancia que nos separaba de la estrella. Precisamente, en 1912, la astrónoma estadounidense Henrietta Swan Leavitt había establecido la relación entre la luminosidad y el periodo de oscilación en el brillo de un tipo particular de estrellas, conocidas como *cefeidas*, cuyo brillo variaba de manera regular. Y Edwin Hubble se valió del telescopio del Monte Wilson (California), el mayor del mundo entonces, para identificar algunas cefeidas ligadas a un objeto estelar, descrito como una nebulosa espiral y catalogado como M31 por el astrónomo francés Charles Messier (1730-1817). De su periodo de oscilación dedujo su luminosidad y, establecido su brillo, infirió la distancia. M31, también conocido como Andrómeda, resultó ser la «pistola humeante» en el debate Shapley-Curtis: estaba de nosotros un millón de años-luz, aproximadamente. Dado que el tamaño de la galaxia que el propio Shapley había contribuido decisivamente a estimar, era del orden de 100 000 años-luz, Andrómeda (véase la imagen de las págs. 34-35) era, sin lugar a dudas, un objeto extragaláctico; una galaxia en sí misma.

Hubble se puso manos a la obra y siguió identificando cefeidas en otras presuntas nebulosas espirales, encontrando y cartografiando así un buen número de galaxias cuyas distancias establecía con razonable precisión. Pero, además, descubrió un fenómeno crucial: la luz de esas galaxias distantes nos llegaba *desplazada al rojo*, un concepto ligado a la naturaleza y propiedades de la luz. Por ahora baste aquí saber que Hubble, estudiando el espectro de la luz de esas estrellas, descubrió que las longitudes de onda recibidas eran mayores de lo que correspondía a la luz emitida por las estrellas. Estaban todas desplazadas. La longitud de onda es la propiedad que define el color. Dado que el rojo corresponde a la mayor longitud de onda del espectro visible, este fenómeno fue bautizado como *desplazamiento o corrimiento al rojo*.

Hubble interpretó, correctamente, este fenómeno en términos del conocido como *efecto Doppler*, conforme al cual cuando un

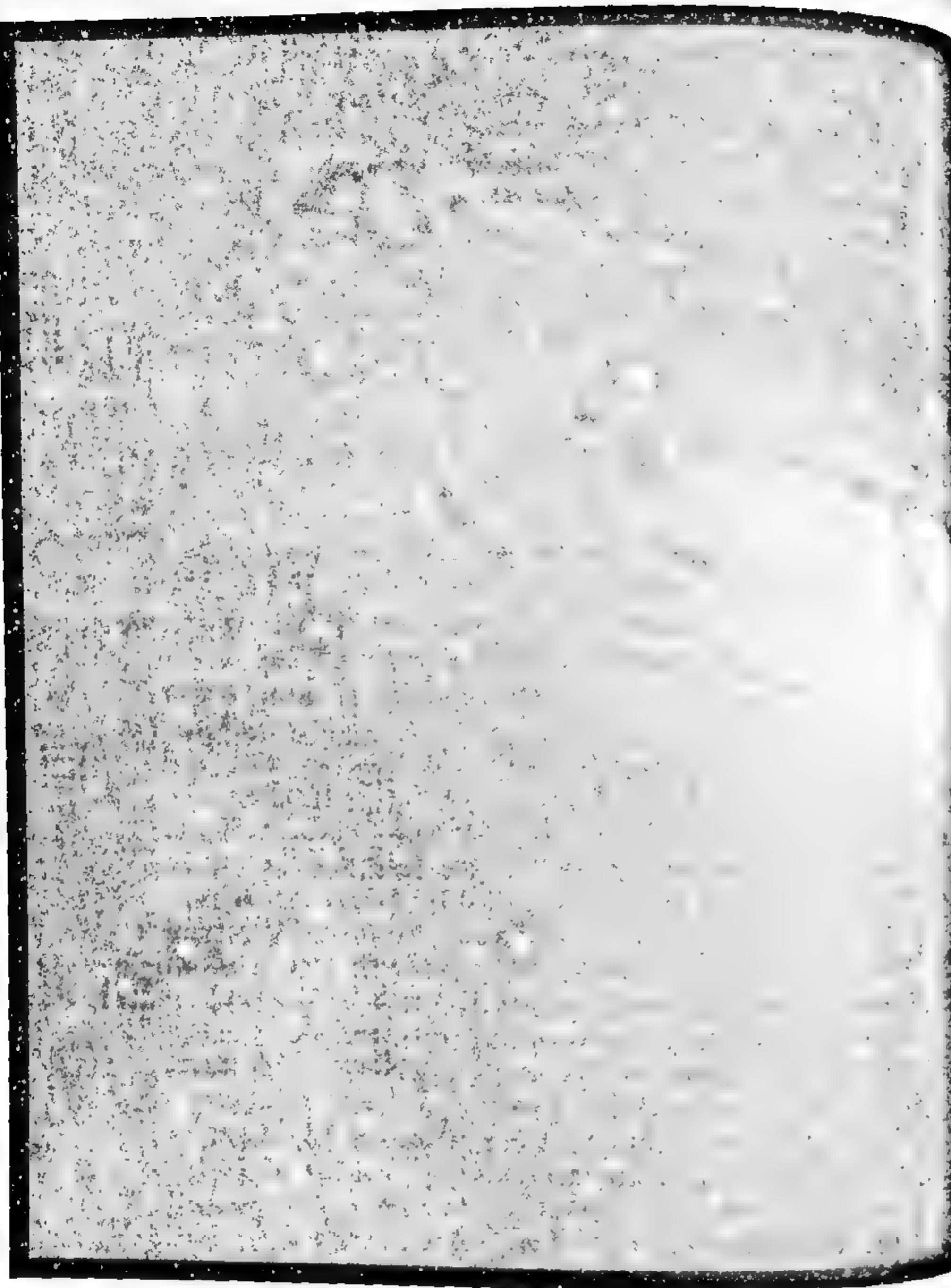
emisor de una onda (como la luz) se acerca al receptor, las ondas se agolpan en la dirección del movimiento; y se estiran cuando se aleja. La longitud de onda, pues, aumenta cuando emisor y receptor se separan. En consecuencia, las galaxias, todas ellas, se alejaban de nosotros. Tal era la conclusión que se derivaba de las precisas y meticulosas observaciones de Hubble. Y lo hacían, además, tanto más rápidamente cuanto más distantes eran. Hubble identificó una relación de proporcionalidad entre velocidades de alejamiento o recesión y distancias de separación que le permitió acuñar la hoy muy famosa ley de Hubble,

$$v = H_0 D,$$

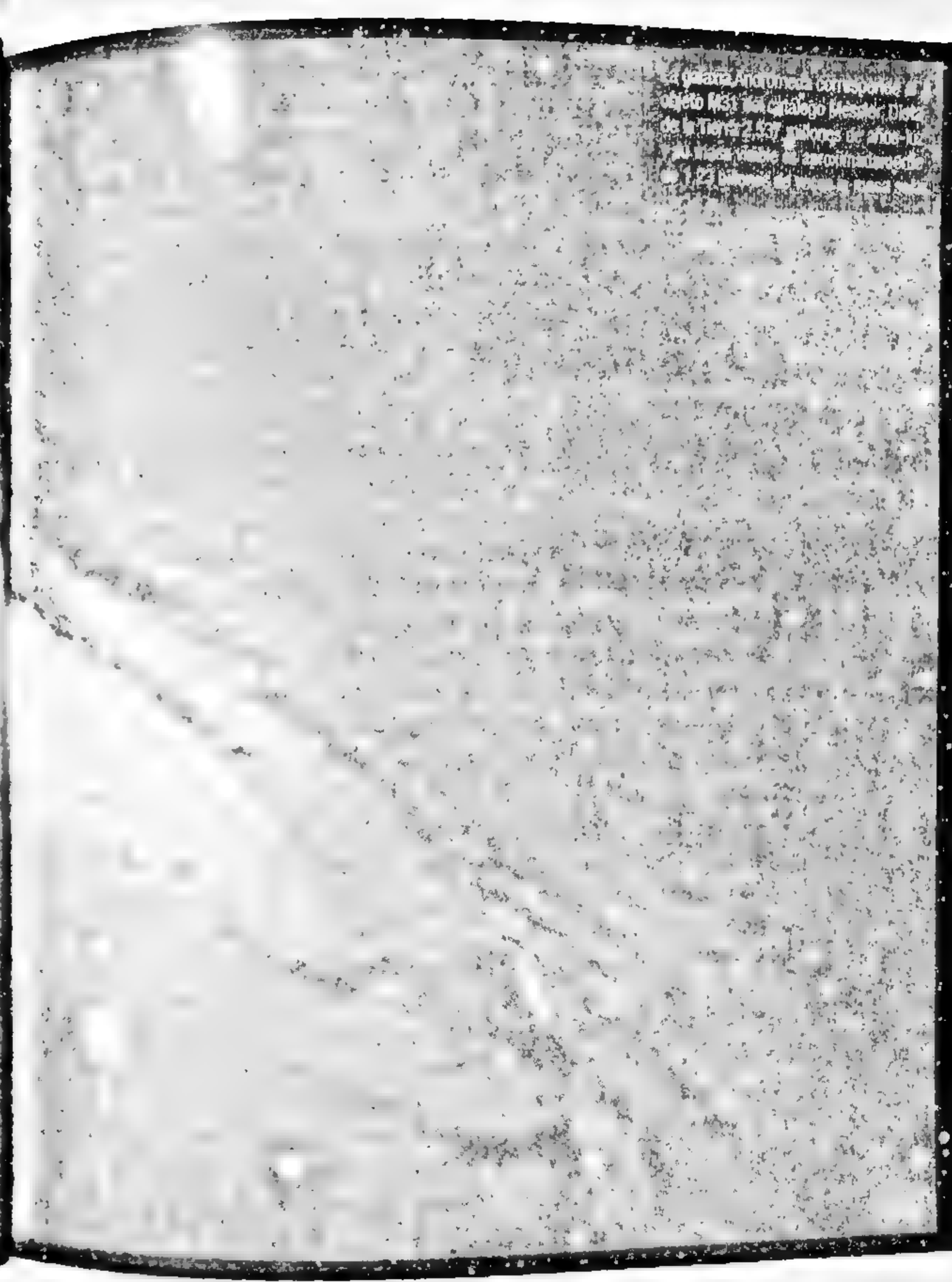
siendo v la velocidad de recesión, D la distancia y H_0 la constante de proporcionalidad, conocida como *constante de Hubble*. La publicación en 1929 de los resultados de Hubble condujo al abandono inmediato de la idea de un universo estático o estacionario. La ley de Hubble era incompatible con el universo de Einstein, pero no lo era con sus ecuaciones de campo de la teoría de la relatividad general.

En 1917, el mismo año que Einstein había dado a conocer su solución, el físico neerlandés Willem de Sitter publicó una solución alternativa que representaba el caso límite de un universo sin materia pero con una constante cosmológica. La presión negativa de esta última, sin el efecto atractivo de la masa, conduciría a una expansión exponencialmente acelerada del universo. Y en 1922, el físico ruso Aleksandr Friedmann había encontrado una solución más general que contenía, como casos especiales, las soluciones particulares de Einstein y De Sitter. Las soluciones de Friedmann se clasificaban en base a tres parámetros: la constante cosmológica, la densidad media de materia del universo y su tasa de expansión. La relación entre estas tres cantidades condicionaba la naturaleza de la solución.

La ley de Hubble, en la que la velocidad de recesión crecía en proporción a la distancia de separación, se acomodaba perfectamente a un universo en expansión, descrito por la solución gene-



La galaxia Andrómeda, con su núcleo
denso M31 del catálogo Messier. Distancia
de la Tierra: 2,5 millones de años-luz.
Al fondo, se ve la nebulosa de la Vela.



ral de Friedmann, en el que se dilataba el propio espacio entre las galaxias, aumentando esa separación cuanto más distaban unas de otras. En el espacio curvado por el balance entre la densidad, la tasa de expansión y la constante cosmológica, no cabía nin-

El progreso científico es el descubrimiento de una simplicidad cada vez más comprensiva... Los éxitos anteriores nos dan confianza en el futuro de la ciencia: nos hacemos cada vez más conscientes del hecho de que el universo es cognoscible.

GEORGES LEMAÎTRE

gún centro de expansión. Todas las galaxias se alejaban las unas de las otras. El universo se expandía, y esa expansión podía ser o bien acelerada, si la constante cosmológica y el efecto de su presión negativa dominaban sobre el efecto atractivo de la densidad de masa y energía del universo, o desacelerada, si las fuerzas atractivas dominaban sobre la presión negativa. Si recuperamos la analogía de la superficie del globo, el inflado del mismo estiraría la superficie, generando el efecto de la ley de Hubble. El ritmo de inflado dependería del balance entre la presión del aire hacia fuera (constante cosmológica) y la tensión elástica de la superficie (densidad), pudiendo este ritmo crecer (acelerar) o decrecer (desacelerar) con el propio estiramiento de la superficie.

Sabemos con notable certeza que el universo actual está en expansión. Pero, además, si medimos la velocidad de recesión de galaxias o estructuras supra-galácticas muy remotas, situadas a distancias de miles de millones de años-luz, estamos también corroborando dicha expansión hace miles de millones de años. De hecho, la comparación de la constante de Hubble, medida entonces y ahora, debe ayudarnos a decidir si el ritmo de expansión es acelerado o desacelerado. Durante setenta años, las observaciones parecieron favorecer un universo en expansión desacelerada y la discusión se centraba únicamente en discernir si la densidad de masa sería suficiente o insuficiente para frenar dicha expansión. Además, la constante cosmológica fue suprimida de las ecuaciones, al ser rechazada la concepción de un universo estático que justificó su introducción en 1917. Sin embargo, descubrimientos posteriores, publicados en 1998 y

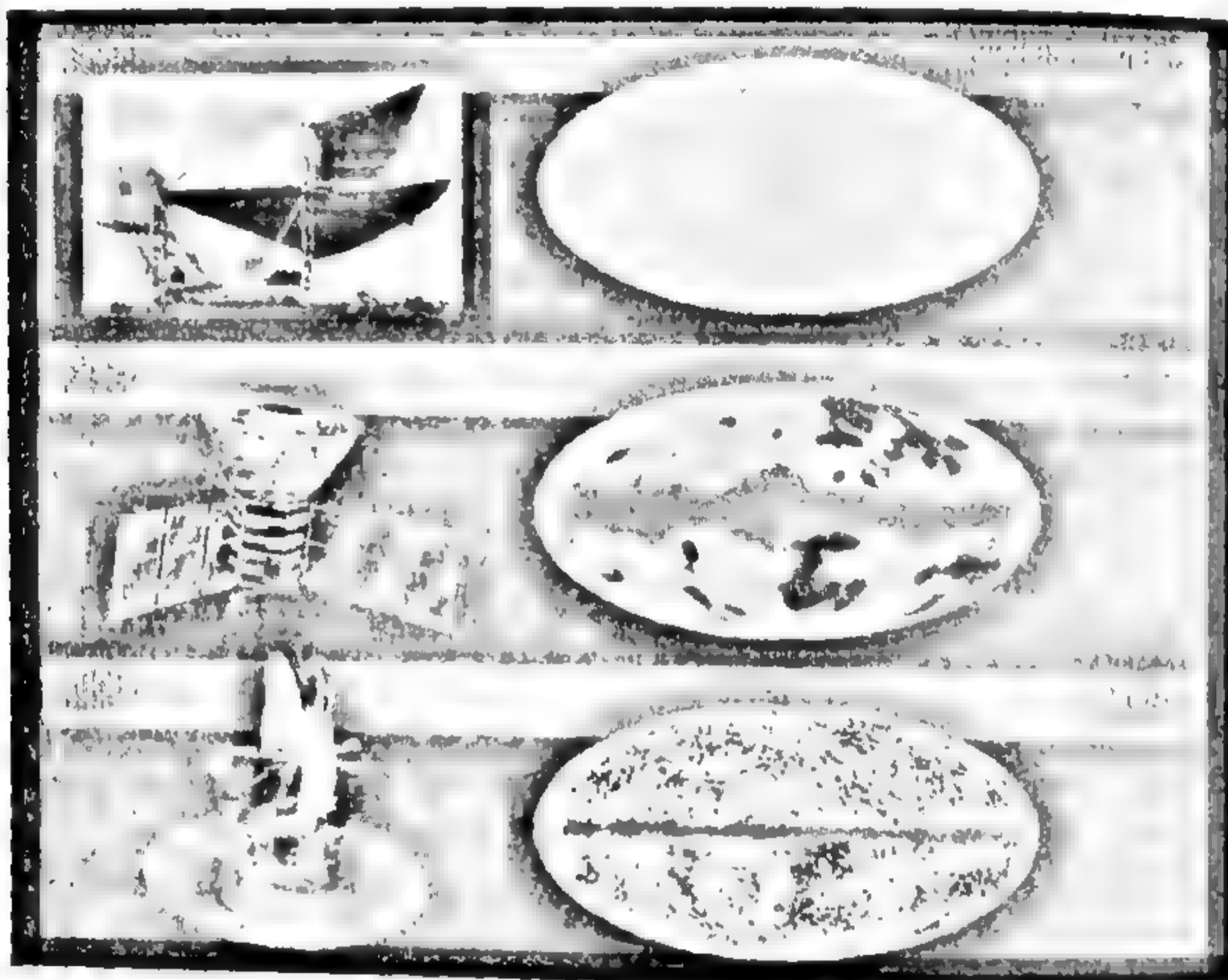
1999, constataron que, al menos en algunas fases de su evolución temprana, el universo ha estado sometido a una expansión acelerada. Dicha observación ha motivado la reintroducción de una constante cosmológica, o de algún otro mecanismo generador de una presión negativa, y la postulación de alguna forma de energía de naturaleza desconocida, denominada *energía oscura*. Estas observaciones valieron el premio Nobel de Física de 2011 para sus autores: los investigadores estadounidenses Saul Perlmutter, Brian P. Schmidt y Adam G. Riess.

Big Bang: la gran explosión que engendró el cosmos

Los hallazgos de Hubble encajaban como horma en su zapato en las soluciones de Friedmann para las ecuaciones de campo de Einstein, consolidando la idea de un universo en el que el propio espacio se dilataba entre las galaxias, a un ritmo fijado por la constante de Hubble. Esta concepción tenía una consecuencia inmediata. De hecho, antes incluso de que Hubble publicara sus resultados en 1929, un astrónomo y sacerdote belga había especulado en 1927 sobre ello, a partir del análisis de las soluciones de Friedmann. El sacerdote se llamaba Georges Lemaître (1864-1966) y su observación fue que las ecuaciones de Einstein podían usarse para retroceder en el tiempo, de tal forma que, para una solución expansiva, era posible remontarse hasta un principio en el que toda la masa y toda la energía se concentraban en un volumen muy pequeño, curvado sobre sí mismo debido a la enorme densidad, y sometido a temperaturas inimaginables. De hecho, la solución clásica de las ecuaciones conduciría, en este ejercicio retrospectivo, a un instante singular, en el que la densidad y la temperatura se harían infinitas. Una suerte de «superagujero» negro que, entonces, Lemaître bautizó como *superátomo* o *huevo cósmico*. De algún modo, esa configuración singular primigenia debió explotar e inició el proceso expansivo, gobernado por las ecuaciones de Einstein bajo las condiciones de alguna de las soluciones de Friedmann; que sería constatado por las observaciones independientes de Hubble.

LA RADIACIÓN DE FONDO DE MICROONDAS

El estudio de la radiación de fondo de microondas ha propiciado un vertiginoso avance de la cosmología en las últimas dos décadas. Su primera observación significó la prueba definitiva de la existencia del Big Bang, mientras que el posterior estudio de las pequeñas anomalías en la distribución de temperaturas ha aportado una valiosa información acerca de él. Gracias a esto conocemos que la edad del universo es de unos 13800 millones de años, y que su densidad de materia hace que su geometría sea plana, por lo que permanecerá en continua expansión. Además de eso, las CMB (*Cosmic Microwave Background*) nos permiten saber que la materia visible o bariónica es tan solo el 4% del total, y el resto lo componen un 23% de materia desconocida, no visible (materia oscura) y un 73% de una energía sin fuentes (energía oscura), que tiene el efecto de la constante cosmológica, inicialmente introducida por Einstein en sus ecuaciones.



Historia de la observación de la radiación de fondo de microondas. En la parte superior, la antena de Penzias y Wilson junto a la simulación del cielo con los datos recibidos por esta. En el centro, el satélite COBE junto a la misma imagen del cielo, en la que los colores representan variaciones de temperatura de milésimas de grado. La imagen inferior corresponde a la sonda WMAP, donde el contraste de colores indica, de nuevo, variaciones de temperatura, en este caso de cienmilésimas de grado.

sotropías de Microondas). El estudio de las pequeñas fluctuaciones en la temperatura medida, en función de la región del cielo de la que proviene, nos proporciona una información muy valiosa sobre la estructura a gran escala del universo, así como sobre su evolución en estadios tempranos. El escrutinio del fondo cósmico de radiación de microondas ha abierto también algunos interrogantes como el asociado al denominado «problema del horizonte», que motivó la proposición del mecanismo de inflación por parte del físico estadounidense Alan Guth (n. 1947), el cual se circunscribe a fases tan tempranas de la historia del universo como las anteriores a 10^{-32} segundos después del Big Bang (la cien millonésima parte de una cuatrillonésima de segundo!). Pero esa es otra historia, de la que no nos ocuparemos aquí.

Además, lo que es mucho más relevante para nuestros fines, ha sido posible medir con razonable precisión, a partir del análisis del fondo cósmico de radiación, la proporción relativa de materia y radiación, es decir, de nucleones y fotones. De ese modo, tenemos la notable certeza de que apenas un segundo después del Big Bang, el universo contaba con una pequeña cantidad residual de nucleones, los cuales se desacoplaron de la radiación en el periodo de recombinación y, en proporción de un nucleón por cada mil millones de fotones, constituyeron la materia prima de todo cuanto vemos hoy. Esa cantidad residual es el «algo» del que este libro se ocupa y cuyo origen se debe a procesos que sucedieron antes de que nuestro universo cumpliera su primer segundo de vida. Con el propósito de entender mejor ese segundo, profundizaremos ahora en nuestro conocimiento de la estructura íntima de la materia y sus interacciones.

En consecuencia, si Lemaître tenía razón, el universo había tenido un principio que, además, podía estimarse a partir de su ritmo actual de expansión, es decir, a partir de la constante de Hubble. Hoy día, partiendo de las últimas mediciones de dicha constante y sirviéndonos de las ecuaciones de Einstein, podemos situar ese principio, con razonable precisión, en un instante hace 13800 millones de años. ¿Y antes de ese principio? La naturaleza aparentemente paradójica de semejante pregunta generó cierto rechazo inicial, desde el punto de vista intelectual, hacia las ideas de Lemaître y la teoría del origen y evolución del universo que, con ellas, se desarrolló. Sin embargo, de manera bastante acertada, Lemaître argumentó que la paradoja no era tal, dado que tanto el tiempo como el espacio habían surgido de la singularidad inicial. No cabía preguntarse por un «antes» de ese instante porque, sencillamente, el tiempo solo existió a partir de él. Sin el tiempo mismo, no puede haber un «antes» sobre el que cuestionarse.

Fue, sin embargo, el físico de origen ucraniano George Gamow (1904-1968) quien, en la década de los cuarenta, contribuyó de manera decisiva a la aceptación y popularización de la que, finalmente, recibió el nombre de teoría del Big Bang (el nombre lo acuñó el también célebre astrónomo Fred Hoyle, en un intento de ridiculizar una teoría de la que fue su principal detractor). Gamow recogió el testigo de Lemaître y, partiendo de la idea de un universo que se expandía y enfriaba desde un estado inicial de densidad y temperatura infinitas, inició el relato de la historia del cosmos extrayendo algunas conclusiones de enorme relevancia empírica. Gamow razonó como sigue. Muy poco después del Big Bang, el universo debía ser una bola muy caliente y densa de protones, neutrones y electrones. La temperatura de un sistema, recordemos, es una medida promedio de la energía cinética de sus componentes. Cuanto más caliente, más energía. En consecuencia, en el universo primordial, protones y neutrones colisionaban entre sí con tal energía que no podían agregarse para formar núcleos más complejos. Transcurridos aproximadamente 3 minutos, la temperatura cayó por debajo de los mil millones de grados, como resultado de lo cual las reacciones nucleares

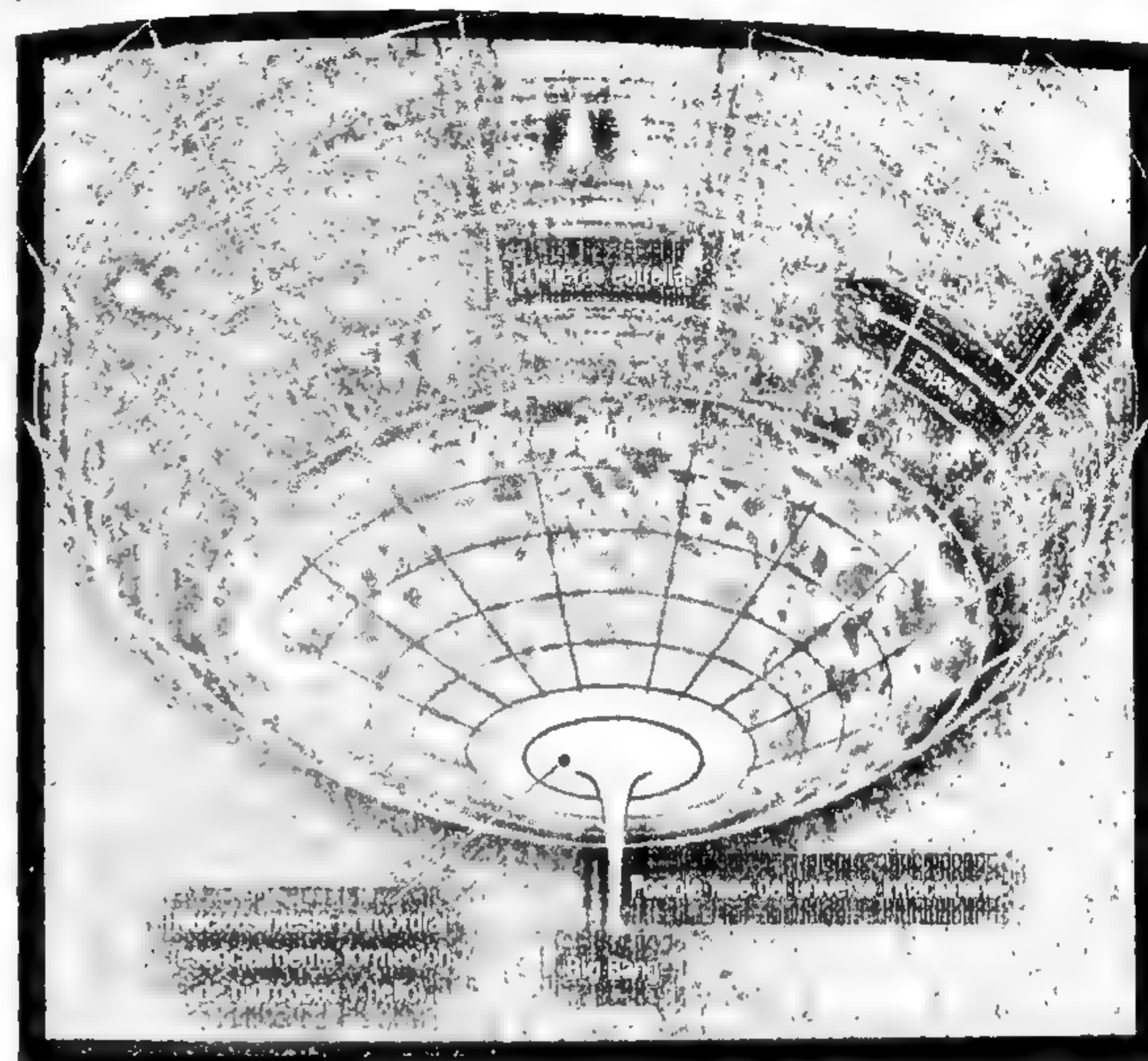
denominadas de fusión, gracias a las cuales los nucleones y los núcleos más ligeros se funden para crear núcleos más pesados y complejos, empezaron a producirse. Este proceso se conoce como *nucleosíntesis primordial*, y su primera etapa consistió en la formación del conocido como *deuterio*, estado ligado de un protón y un neutrón que constituye el núcleo de una variedad isotópica poco común de hidrógeno (se denominan isótopos a aquellos núcleos que poseen el mismo número de protones, que define la especie química, pero difieren en el de neutrones). Una vez alcanzada cierta concentración de deuterio, este se fusionaría secuencialmente con un protón y un neutrón para constituir el núcleo de helio-4, formado por dos protones y dos neutrones. Gamow y su alumno Ralph Alpher examinaron cuidadosamente las proporciones relativas de neutrones y protones en el universo primordial, identificaron las reacciones nucleares relevantes para la nucleosíntesis y evaluaron así las proporciones relativas para los elementos más ligeros que de ellas se deducirían. Sus cálculos arrojaron unas abundancias aproximadas del 75% para el hidrógeno y de un 25% para el helio-4 (referidas a la masa). Se generarían también cantidades muy reducidas, apenas trazas, de otros núcleos ligeros como el deuterio, el litio-7 (3 protones y 4 neutrones) y el berilio-9 (4 protones y 5 neutrones). Y nada más. El enfriamiento del universo hacía imposible que la cadena de reacciones continuara más allá. Las abundancias calculadas, sobre todo en los casos del hidrógeno y el helio, estaban satisfactoriamente de acuerdo con las observaciones directas de estos elementos en el cosmos. Sin embargo, la nucleosíntesis primordial era incapaz de dar cuenta de la existencia de núcleos más pesados que el berilio. El problema planteado por estos núcleos más pesados sería finalmente resuelto en 1957. En un artículo conocido popularmente como B²FH por las iniciales de sus autores, los físicos Geoffrey y Margaret Burbidge (la «B» al cuadrado), William Fowler y Fred Hoyle, demostraron de manera concluyente que fueron sintetizados, algunos miles de millones de años después, en el corazón de las estrellas.

La nucleosíntesis primordial se desarrollaba en un breve lapso de tiempo. Se iniciaba aproximadamente unos 100 segun-

detectable desde cualquier punto del universo. Las ecuaciones de la relatividad general nos permiten estimar cuándo se inició dicho periodo y también nos dicen cuánto se ha expandido y enfriado el universo desde entonces hasta nuestros días. Gamow y sus colaboradores demostraron que toda la radiación posterior al Big Bang se hallaría en equilibrio térmico y se comportaría, en consecuencia, como la emitida por un cuerpo negro (capaz de absorber toda la luz y la energía radiante que incide sobre él) a la temperatura de dicho equilibrio. Y estimaron también que, como consecuencia del enfriamiento debido a la expansión relativista, la radiación desacoplada de la materia a los aproximadamente 3000 grados del periodo de recombinación debería percibirse hoy como un fondo de radiación de unos 5 K (empleando la escala kelvin de temperatura absoluta en la que el *cero absoluto* corresponde a $-273,15\text{ }^{\circ}\text{C}$). Para dicha temperatura, el espectro de dicha radiación estaría centrado en el rango de las microondas (las mismas que usamos para calentar en la cocina) y resultaría ser un débil vestigio de luz fósil y fría que se remonta al universo de hace 13800 millones de años. El honor del hallazgo, casi arqueológico, de este fondo de radiación arcaica, correspondió a los estadounidenses Arno Penzias y Robert Wilson, quienes, trabajando con un radiotelescopio de 70 m de diámetro, del laboratorio Bell en Holmdel (Nueva Jersey, Estados Unidos), hallaron unas inesperadas interferencias al apuntar con su radiotelescopio al cielo. Dichas interferencias persistieron, pese a sus esfuerzos por eliminarlas, y se revelaron como un fondo de radiación extremadamente homogéneo e isótropo que abarcaba todo el cielo. El espectro de dicha radiación era compatible con el de un cuerpo negro a 2,7 K y, efectivamente, se hallaba en el rango de las microondas (medida con la precisión actual, la temperatura es de 2,726 K). Penzias y Wilson fueron galardonados con el premio Nobel de Física en 1978 pero, sobre todo, habían proporcionado la prueba empírica de mayor envergadura para la teoría del Big Bang y para la consolidación del modelo cosmológico estándar (véase la figura 3).

El estudio meticuloso y sistemático del fondo de radiación de microondas ha abierto una ventana hacia una cosmología de

FIG. 3



Evolución del universo según la cosmología estándar. Su origen se sitúa en una gran explosión, «Big Bang», a la que sucedió una expansión extremadamente rápida conocida como «periodo inflacionario»; este es el motivo de la homogeneidad del universo que observamos. Durante su enfriamiento tuvieron lugar los procesos de la física de partículas que hoy son recreados en los aceleradores. La materia y la antimateria se aniquilaron, produciendo fotones que, enfriados por la expansión, no serían capaces de volver a producir pares partícula-antipartícula. Sin embargo, en algún momento debe de haberse producido una asimetría entre materia y antimateria, ya que cuando la temperatura disminuyó lo suficiente, solamente la primera dio lugar a la formación de núcleos estables y, a partir de ellos, el universo que conocemos.

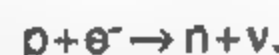
precisión y ha sido, y es, objeto de múltiples experimentos por medio de satélites y sondas como COBE (*Cosmic Background Explorer*, o Explorador del Fondo Cósmico) o la WMAP (*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*, sonda Wilkinson para Ani-

ESTRUCTURA NUCLEAR Y NUCLEOSÍNTESIS PRIMORDIAL

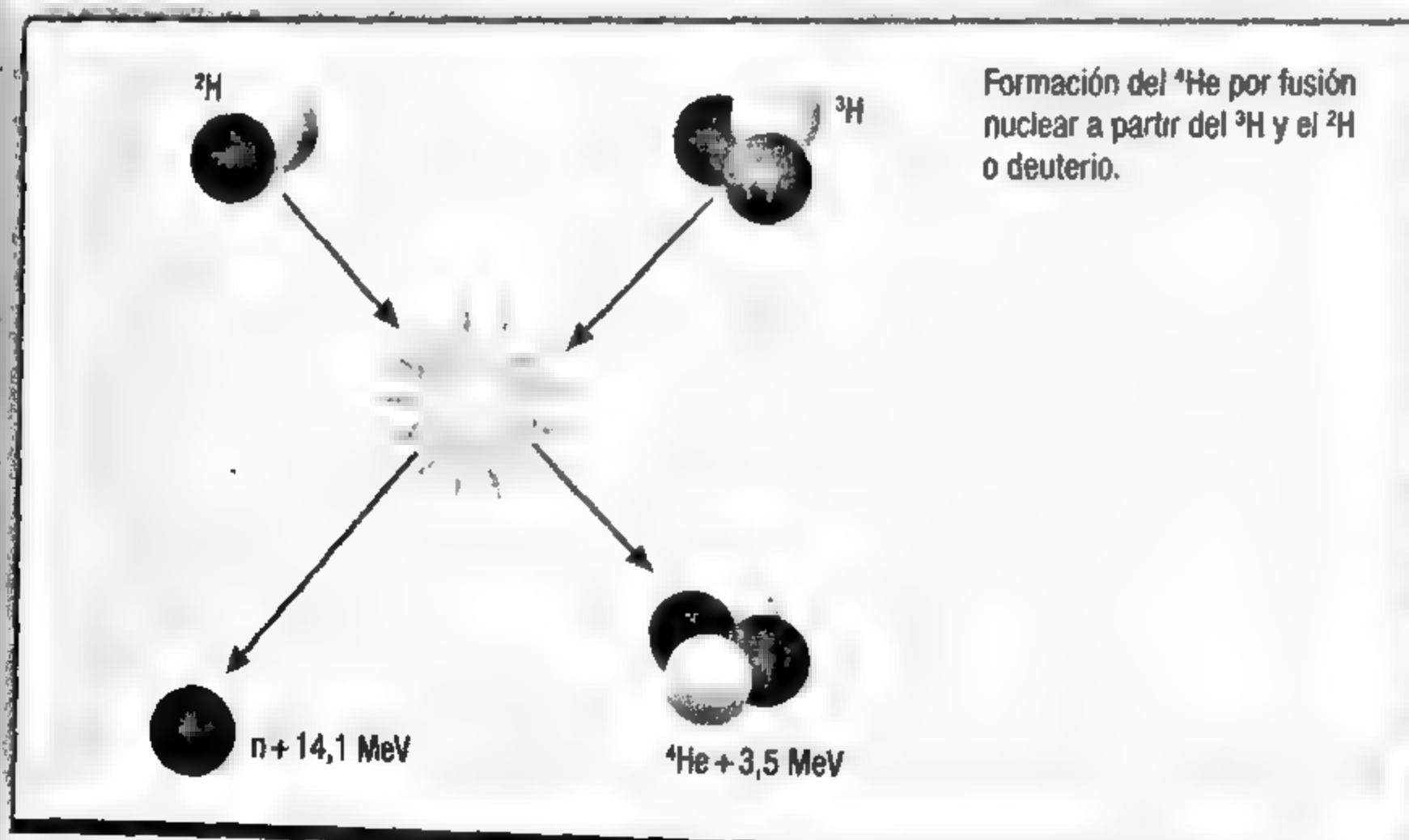
Aunque las características químicas de un elemento están determinadas por su número de protones, la estructura y propiedades nucleares dependen también del número de neutrones. De hecho, el único elemento que posee un núcleo sin neutrones es el hidrógeno (su variedad isotópica más abundante). Sin embargo, el neutrón libre se desintegra en unos 15 minutos por medio de



Esta reacción es posible porque el neutrón es más pesado que el protón. A temperaturas con energías características superiores al MeV (por megaelectronvoltio), sería posible producir neutrones a partir de protones mediante la reacción:



Por tanto, en un universo muy caliente, los protones y los neutrones estarían en equilibrio. Sin embargo, cuando baja la temperatura debido a la expansión, solamente sobreviven los protones y los neutrones atrapados en núcleos. Con un neutrón y un protón se forma deuterio, D, a partir de la reacción $p + n \rightarrow D + \gamma$, donde γ es un fotón. Su energía de enlace es de 2,22 MeV, por lo que sería estable a temperaturas más bajas. Con el D se produce He-3, $D + D \rightarrow {}^3\text{He} + n$ y posteriormente el He-4, $D + {}^3\text{He} \rightarrow n + {}^4\text{He}$, que es estable. Los elementos con 5 y 6 nucleones no son estables, y el siguiente, el Li-7, ya es producido en muy pequeñas cantidades.



dos después del Big Bang, cuando el enfriamiento del universo permitió que los nucleones se ligaran sin romperse de nuevo, y concluía más o menos 300 segundos después del instante inicial, cuando el universo ya se había expandido y enfriado tanto que las reacciones de fusión nuclear resultaban en extremo improbables. Sin embargo, un ingrediente crucial para el cálculo de las abundancias, la proporción relativa de protones y nucleones, quedaba fijada tan solo un segundo después de la gran explosión, siendo esta de casi 7 protones por cada neutrón. Antes de eso, neutrones y protones podían transformarse el uno en el otro, como resultado de un tipo de interacción, llamada *electro-débil*, de la que hablaremos más adelante. Hasta ese instante, el equilibrio entre estas reacciones había estado controlado por la temperatura, que fijaba la proporción entre las dos especies. Después del primer segundo y hasta el ducentésimo, nada relevante ocurrió, desde la perspectiva de la nucleosíntesis.

A partir del segundo tricentésimo, con su materia primordial ya «cocinada», el universo siguió expandiéndose y enfriándose. Y Gamow continuó con el relato de su historia. Él y sus colaboradores Ralph Alpher y Robert Herman argumentaron que mientras que la materia del universo consistía en una sopa de núcleos cargados y electrones libres, un rayo de luz resultaría fácilmente dispersado por alguna partícula cargada. El rayo recorrería una distancia muy corta y el universo sería esencialmente opaco. En cambio, por debajo de cierta temperatura crítica, aproximadamente 3000 grados, los núcleos capturarían los electrones del medio y formarían átomos que ya no se romperían por acción de la energía térmica. El universo quedaría compuesto por materia eléctricamente neutra, muchísimo más ineficaz para la dispersión de la luz. En consecuencia, el rayo de luz se propagaría libremente, sin interactuar con la materia, enfriándose durante la expansión. Dicha temperatura crítica se alcanzaría unos 380 000 años después del Big Bang y se corresponde con el inicio de un periodo, el de recombinación, al que ya nos hemos referido antes.

La luz, desacoplada de la materia en ese periodo, constituirá a partir del mismo un fondo de radiación homogéneo e isotrópico que llena el espacio, viajando en todas direcciones y siendo

Nuestro objetivo en este libro es responder a una pregunta: ¿por qué hay «algo» en lugar de «nada»? No obstante, antes de poder responderla, debemos poder formularla adecuadamente. Y, para ello, es capital resolver otro interrogante previo: ¿qué es ese «algo»? O, preguntado de un modo más revelador: ¿de qué y cómo está hecho nuestro universo? Debemos, por tanto, profundizar sobre esos elementos que componían la realidad del universo primigenio, hace 13 800 millones de años, y de aquellos que aún la componen hoy. Así como, también, sobre las leyes que los gobernaron y que las gobiernan hoy. Vamos a ello.

DESVELANDO LA NATURALEZA DE LA LUZ

Empecemos por el principio. Bueno, no exactamente el principio. Ya hemos descrito los primeros minutos del universo, tal como nos los relata el modelo estándar cosmológico, donde, a partir de algo que la relatividad general definiría como una «singularidad inicial», el Big Bang, un universo muy denso y muy caliente, comenzó a expandirse y enfriarse, desplazando lentamente el balance entre partículas y luz, entre materia y radiación. El grado de certidumbre de nuestro relato aumenta con el tiempo transcurrido desde ese primer instante, conforme la temperatura del universo y las energías asociadas a ella se hacen compatibles con aquellas que podemos reproducir en nuestros laboratorios experimentales, con objeto de verificar nuestras leyes y modelos de la realidad física. En particular, con cierta propiedad, podemos referirnos a los procesos que se dieron a partir de una centésima de segundo tras el Big Bang, cuando el universo se había enfriado hasta alcanzar unos cien mil millones de grados. Desde entonces y hasta que transcurrieron una decena larga de segundos, la luz generaba materia y la materia se aniquilaba para producir luz, a ritmos que dependían de la temperatura y que establecían un compromiso sobre las proporciones de la una y de la otra. A partir de ese momento, cuando la temperatura fue de unos tres mil millones de grados, la aniquilación de la materia empezó a superar claramente a su

generación a partir de luz. El universo siguió entonces enfriándose hasta, al cabo de unos cinco minutos, quedar compuesto casi esencialmente por luz y neutrinos, un tipo de partícula elemental sobre la que ya hemos hablado y sobre la que volveremos a hacerlo más adelante; además de un pequeño resto residual de materia primordial que constituye el «algo» sobre el que nos interrogamos en este libro. Al cabo de unos 380 000 años, la luz primordial cesó de interactuar con la materia y continuó propagándose por el espacio, viajando en todas direcciones, hasta constituir hoy el fondo de radiación de microondas al que ya nos hemos referido.

Lo anterior es un escueto resumen de los primeros cientos de miles de años de nuestro universo, de los que un brevísimo lapso de unos pocos minutos es absolutamente crucial para definir ese «algo» que nos atañe. Pero ¿qué son exactamente esa luz y esa materia que mutaban la una en la otra? Y ¿por qué? Ya hemos hablado de ellas y sobre algunos de los procesos en los que intervienen. Seamos ahora sistemáticos y profundicemos en sus propiedades, así como en la naturaleza de sus interacciones.

Empecemos pues por entender qué es la luz y por qué leyes se rige. La luz, en términos clásicos, es la propagación de las fluctuaciones del campo electromagnético. Tal es la definición precisa, y oscura para el profano, del fenómeno que llamamos luz y del que se ha valido la naturaleza para dotarnos con un sofisticado sistema de detección que llamamos visión. Abundemos en la definición. Un campo, para el físico, es un ente matemático que asocia a cada punto del espacio una propiedad física (los meteorólogos nos ofrecen en televisión un ejemplo cotidiano con sus mapas de *isóbaras*, cuyas líneas unen puntos, al nivel del mar o a diferentes alturas, que tienen la misma presión). El campo eléctrico, en particular, es el ente o magnitud física que media entre dos cargas eléctricas, separadas una distancia dada, haciendo posible que interactúen y sientan las fuerzas eléctricas que el matemático, físico e ingeniero francés Charles-Augustin de Coulomb (1736-1806) describió cuantitativamente con la ayuda de su balanza de torsión. El campo

Luz, materia y antimateria

Hubo un momento, tras el Big Bang, en que la luz se liberó de la materia. Los fotones y neutrinos inundaron el universo, aunque un resto residual de materia primordial sobrevivió a ese embate cósmico, y también su equivalente en negativo, la antimateria, hecha de partículas con carga opuesta.

El origen y evolución del universo que conocemos y del que somos una parte insignificante, ha sido hasta ahora el objeto de una descripción más o menos detallada. Descripción que es solo posible por la asombrosa capacidad del intelecto humano para escrutar el andamiaje de la realidad que nos rodea, con el manejo certero del bisturí que nos proporcionan dos colosales logros de nuestra razón: el método científico y las matemáticas que nos permiten modelar dicha realidad; que nos hacen accesibles y comprensibles su naturaleza y sus leyes. Así, la cosmología moderna es capaz de ofrecer un relato coherente e incluso refutable de los fenómenos que siguieron al singular evento que llamamos Big Bang, hace aproximadamente 13800 millones de años; capaz de remontarnos a los albores de nuestro universo y contarnos su historia, la Historia con mayúsculas.

Dicho relato, construido fundamentalmente por los físicos, está articulado con los elementos y leyes de la física de partículas, de la física nuclear y, en general, de la física moderna; y que encajan en el modelo cosmológico estándar, al que ya hemos prestado cumplida atención. Vamos a poner ahora el foco en esos elementos y en esas leyes.

está ligado al espacio y, de un modo que entenderemos mejor más adelante, llena el vacío que rodea a la carga que lo genera y es percibido por la carga que siente finalmente la fuerza. Y se expresa, precisamente, como la fuerza que sentiría una unidad de carga en cada punto del espacio. De un modo análogo,

el campo magnético es generado y percibido por cargas eléctricas en movimiento (corrientes eléctricas), como demostró el danés Hans Christian Ørsted (1777-1851). Ambos, campo eléctrico y magnético, resultaron estar íntimamente ligados el uno al otro.

Las ecuaciones de Maxwell han tenido mayor impacto en la historia de la humanidad que diez presidentes.

CARL SAGAN

A lo largo del siglo XIX, los trabajos de André-Marie Ampère, Joseph Henry o Michael Faraday, finalmente culminados por James Clerk Maxwell, demostraron que las ecuaciones que gobernaban a uno y a otro se hallaban imbricadas, solapándose sus efectos. Cuando un campo eléctrico oscilaba, generaba un campo magnético, también oscilante, y viceversa. Las mencionadas ecuaciones probaban que cualquier perturbación que indujera una fluctuación de los campos eléctrico o magnético en algún punto, debía propagarse por todo el espacio, en ausencia de cargas, como una onda o superposición de ellas. Del mismo modo que una piedra, al caer en un estanque, perturba la estabilidad de la superficie del agua, elevándola primero en un punto, y propagándose después dicha elevación, en forma de ola, en todas direcciones; las perturbaciones de los campos eléctrico y magnético se propagaban en forma de ondas electromagnéticas. Las ecuaciones de Maxwell habían unificado el campo electromagnético y revelado la naturaleza de la luz.

Toda señal o fluctuación electromagnética puede descomponerse en una superposición de modos periódicos de oscilación, cada uno de los cuales se caracteriza por su frecuencia (número de oscilaciones por segundo) o su longitud de onda (distancia de propagación de la señal en el tiempo necesario para completar una oscilación). Frecuencia y longitud de onda no son magnitudes independientes, sino que están relacionadas: su pro-

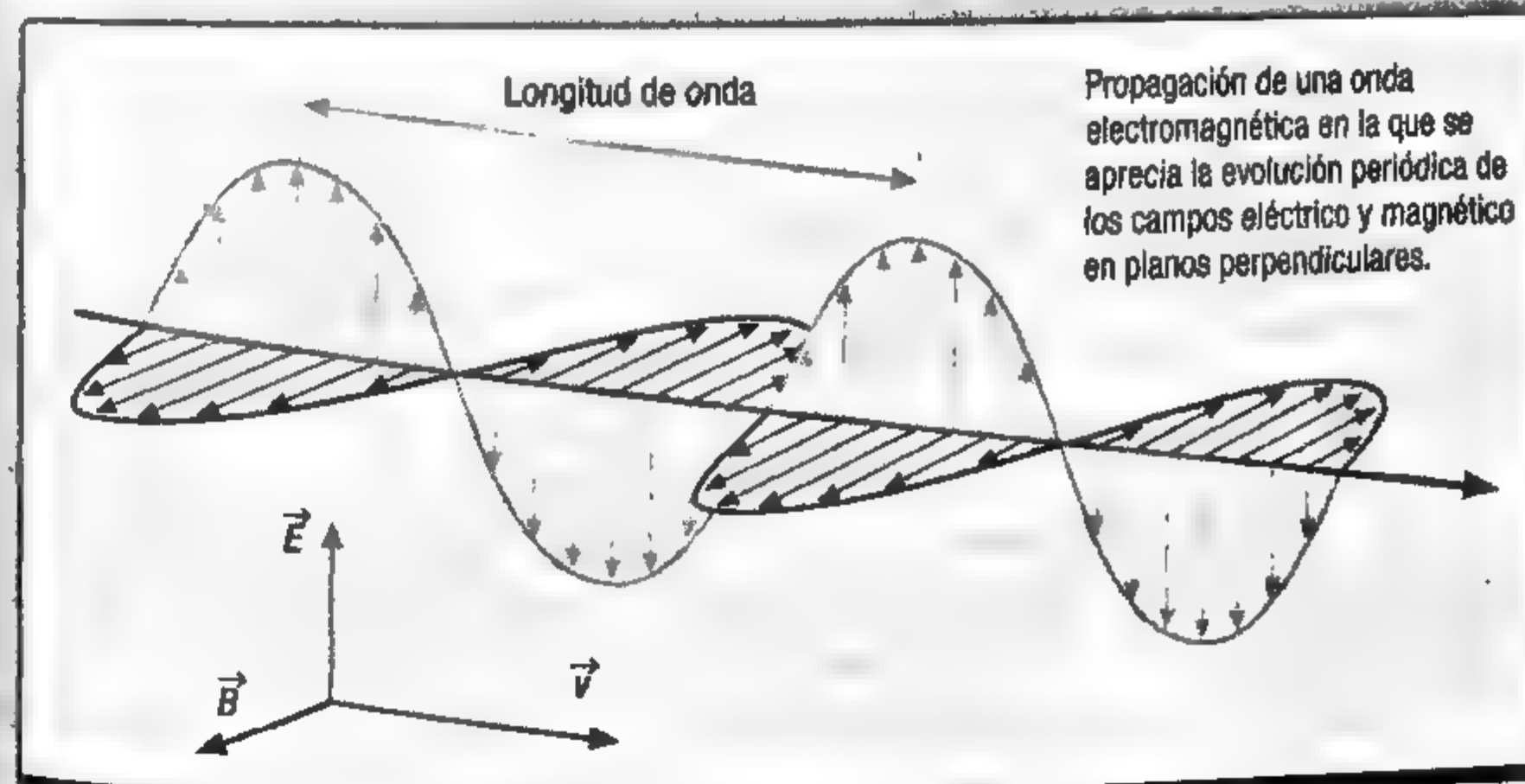
LAS ECUACIONES DE MAXWELL Y LAS ONDAS ELECTROMAGNÉTICAS

Además de su propia contribución a la teoría electromagnética, James Clerk Maxwell formuló matemáticamente todas las leyes que habían desarrollado Gauss, Faraday y Ampère, entre otros, en términos de los campos eléctrico E y magnético B y sus fuentes: la densidad de carga ρ y la densidad de corriente eléctrica J . Con este formalismo, Maxwell descubrió que la velocidad de la luz se podía expresar por medio de las constantes eléctrica ϵ_0 y magnética μ_0 de modo que $c = 1/(\epsilon_0 \mu_0)^{1/2}$. Además, con sus ecuaciones se explica la luz como radiación electromagnética, ya que los campos eléctrico y magnético se propagan como ondas a la velocidad de la luz.

Ley de Gauss	$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$
Ley de Gauss para el campo magnético	$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$
Ley de Faraday	$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$
Ley de Ampère generalizada	$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$

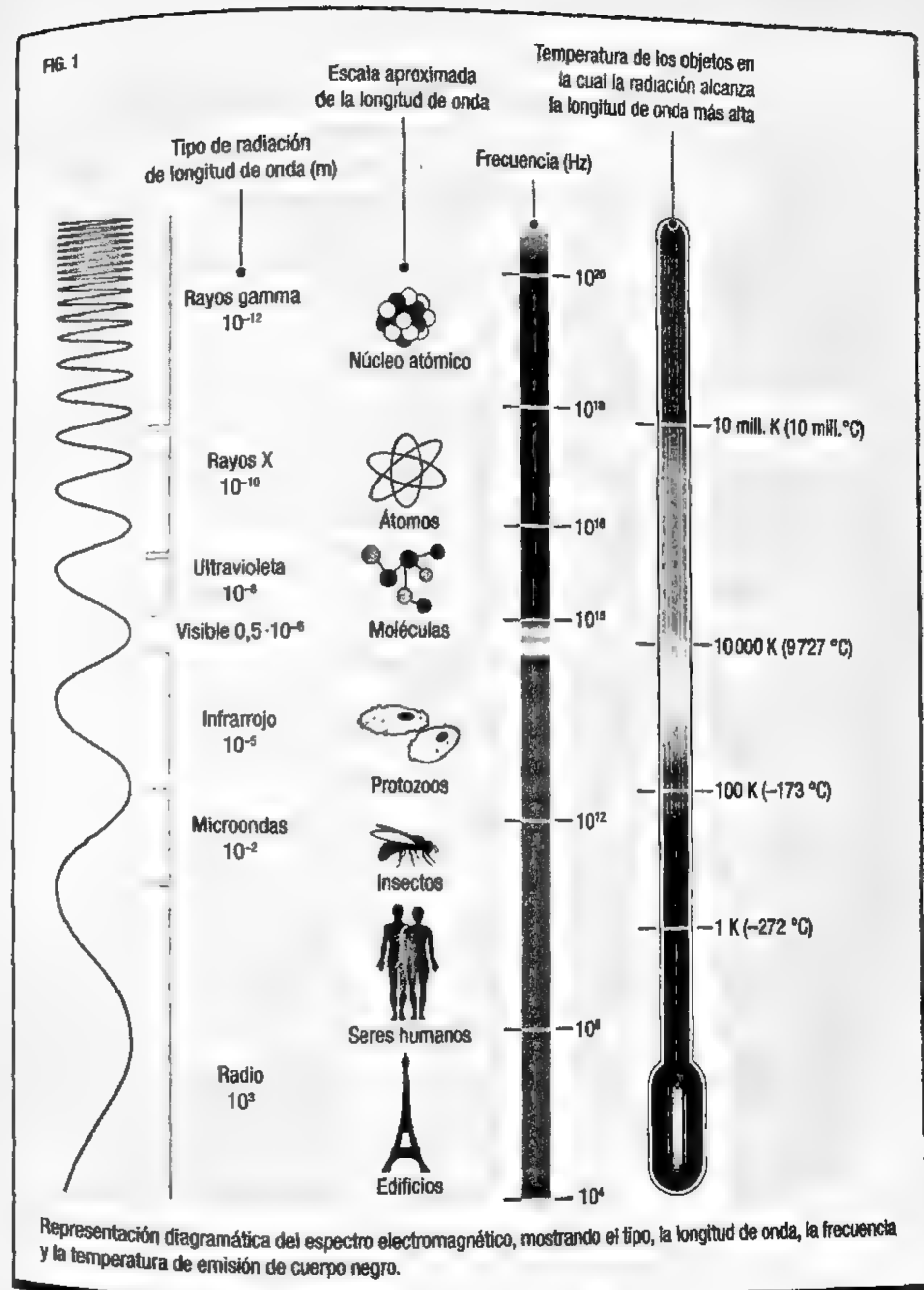


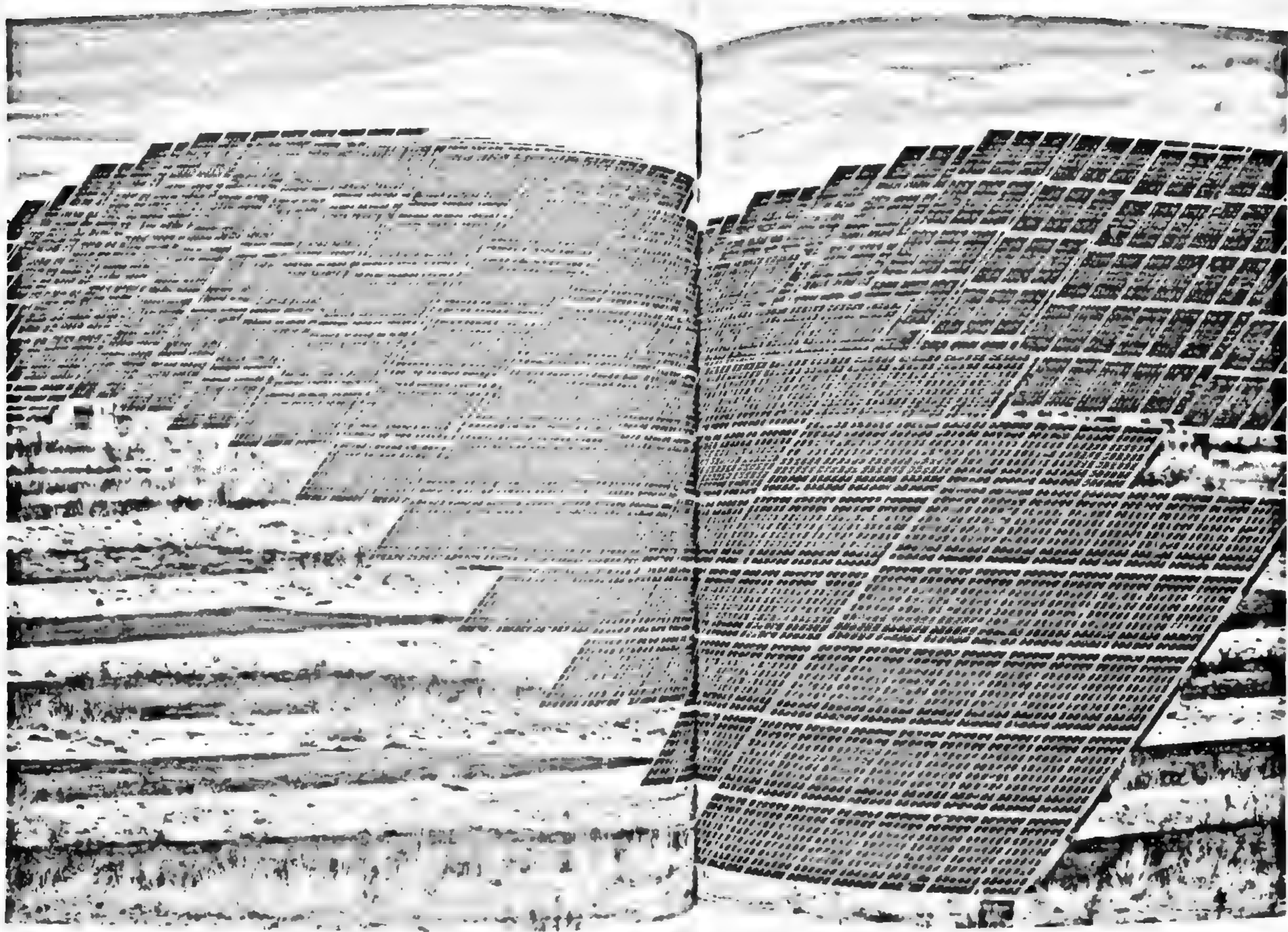
James Clerk Maxwell (derecha) y sus famosas ecuaciones (izquierda) que, en realidad, adquirieron la forma que conocemos hoy gracias al físico e ingeniero británico Oliver Heaviside.



ducto equivale a la velocidad de propagación de la onda. El conjunto de frecuencias o longitudes de onda que componen una señal o señales se denomina espectro (figura 1), y el conjunto de todas las frecuencias o longitudes de onda posibles constituye el espectro de la radiación electromagnética. Dentro de este, la luz visible, aquella que podemos detectar con nuestra visión, corresponde solo a una diminuta ventana de longitudes de onda que van desde unas cuatro diezmillonésimas hasta unas ocho diezmillonésimas de metro. Nuestro cerebro, además, ve cada longitud de onda, que puede distinguir como un color diferente. Pero, desde luego, hay más, mucho más. El espectro es virtualmente continuo y se extiende más allá de los dos límites del visible, abarcando un rango amplísimo de longitudes o frecuencias; de las que los conocidos *infrarrojo* o *ultravioleta* son simples ejemplos. Como toda onda, la electromagnética transporta energía. La energía de la perturbación que la generó y que es así transferida. A mayor frecuencia, y menor longitud de onda, mayor energía transportada. Aunque invisibles a nuestros ojos, puede detectarse radiación electromagnética con longitudes de onda de mil billonésimas de metro (rayos cósmicos), resultado de perturbaciones enormemente energéticas ocurridas en algún lugar de nuestra galaxia o fuera de ella, o de millones de metros (ondas de radio extremadamente largas). Todos estos fenómenos comparten la misma naturaleza, la revelada por las ecuaciones de Maxwell. Son luz.

Pero este no es el final de la historia. El estudio del espectro electromagnético fue objeto, por diferentes motivos técnicos, de una profusa atención a lo largo del siglo XIX. Los físicos teóricos y experimentales de la época dedicaron denodados esfuerzos a precisar y entender un problema arquetípico relacionado con la emisión de luz: el espectro de radiación del cuerpo negro. Todos los esfuerzos, hasta finales del siglo XIX, habían sido en vano. Los dos grandes paradigmas físico-teóricos de la época, el electromagnetismo que Maxwell había elegantemente unificado, y la descripción microscópica de la termodinámica de, entre otros, el singular físico austriaco Ludwig Boltzmann (1844-1906), resultaron completamente inadecuados para la tarea de comprender





Las placas solares permiten la conversión de la energía solar en corriente eléctrica. Su funcionamiento se basa en el efecto fotoeléctrico, según el cual la luz solar, formada por fotones que se comportan como cuantos o paquetes de energía, incide sobre los electrones de determinados metales, logrando separarlos de su estructura y produciendo una corriente eléctrica. Este fenómeno, que hace más de cien años fue una de las claves para entender la mecánica cuántica, es hoy aprovechado para la obtención de energía limpia.

LA INTERACCIÓN DE LA LUZ Y LA MATERIA

Se dio en llamar *cuantización* al fenómeno de discretización o descomposición en paquetes elementales observado en la radiación y *cuanto* al paquete elemental. Además, la luz podía interactuar con un electrón de tal suerte que el resultado solo podía explicarse en términos de una colisión elástica de dos cuerpos, electrón y fotón. Este efecto lleva hoy el nombre del estadounidense Arthur Compton (1892-1962), quien lo descubrió e interpretó correctamente en 1923, con la ayuda de la noción de fotón y de la mecánica relativista de Einstein. La luz, que se propagaba como una onda electromagnética, interactuaba con la materia por medio de los fotones que la componían, los cuales podían ser absorbidos, emitidos o colisionar elásticamente con las partículas materiales, como los electrones, del mismo modo que lo haría cualquier otro cuerpo material.

Análogamente, el francés Louis De Broglie (1892-1987) sugirió en 1924 que una partícula material, como el electrón, podía interactuar con sistemas materiales siguiendo un patrón ondulatorio. Asignó una longitud de onda característica al electrón, que resultaba de dividir la constante de Planck por la cantidad de movimiento de este (el producto de su masa y su velocidad); y dedujo que un haz de electrones podía ser difractado, como la luz, por una rendija de abertura similar a dicha longitud de onda. Los estadounidenses Clinton Davisson (1881-1958) y Lester Germer (1896-1971) demostraron de forma experimental, entre 1925 y 1927, las ideas de De Broglie y, definitivamente, pudo concluirse que las partículas materiales también desarrollaban un comportamiento ondulatorio. Las ideas de De Broglie sirvieron de base al eminente físico austriaco Erwin Schrödinger (1887-1961) para la construcción de su *mecánica cuántica ondulatoria* en 1926.

Previamente, en 1913, el físico danés Niels Bohr (1885-1962) había formulado un modelo atómico para el átomo de hidrógeno, basado en la cuantización de las órbitas que el electrón podía describir cuando estaba inmerso en el campo eléctrico creado por el núcleo. Dicho modelo explicaba, de una manera asombrosamente precisa, el espectro observado para el hidró-

geno (las longitudes de onda absorbidas por este cuando la luz lo atravesaba), lo que le valió a Bohr el premio Nobel en 1922 y dio un espaldarazo definitivo a la concepción cuántica del mundo microscópico. En 1926, Schrödinger derivó su famosa ecuación que describía la evolución de un sistema físico, de manera compatible a las ideas ondulatorias de De Broglie, y la aplicó al átomo de hidrógeno, reobteniendo los resultados de Bohr (incluyendo los refinamientos posteriores introducidos por el alemán Arnold Sommerfeld y otros, con objeto de explicar la complejidad emergente de los espectros atómicos). Poco antes, en 1925, los físicos alemanes Werner Heisenberg y Pascual Jordan, junto con el prusiano Max Born, habían desarrollado también su propia *mecánica matricial* para describir la dinámica de los sistemas cuánticos. Ambas descripciones resultaron ser equivalentes. En particular, Paul Dirac reinterpretó en 1926 las conocidas relaciones de indeterminación de Heisenberg, que ligaban variables dinámicas como la posición de una partícula y su cantidad de movimiento, como una extensión de la mecánica clásica; reformulando de una manera más general y matemáticamente abstracta la mecánica cuántica.

La mecánica cuántica se erigió en la teoría que describía el mundo microscópico, así como el marco para entender correctamente la interacción entre luz y materia, entre fotones y partículas materiales. En su formulación final, describe los sistemas físicos por medio de una *función de onda* cuya evolución con el tiempo está gobernada por la ecuación de Schrödinger. La función de onda es un ente matemático definido en un espacio abstracto y contiene toda la información del sistema. Cualquier observación física referida al sistema se obtendrá de operar, de algún modo, con la función de onda. Si bien, la información obtenida es esencialmente probabilística. Veamos un ejemplo: imaginemos que la función de onda describe una partícula material, representada adecuadamente, y que la función tomará valores en cada punto del espacio. El cuadrado de este valor nos proporcionará la probabilidad de que la partícula sea localizada en dicho punto. Antes de que efectuemos un experimento de medida o detección de su posición, la partícula no está localizada, en sentido

el cuerpo negro. Una gran revolución de la física estaba a punto de acontecer.

El cuerpo negro (figura 2) es el modelo físico abstracto de un sistema que emitiría radiación térmica de una manera completamente ideal. La radiación térmica es la luz, visible o no, que todo cuerpo emite como resultado de su agitación térmica, es decir, del movimiento acelerado de sus moléculas, expresado por la temperatura del cuerpo, que induce fluctuaciones de carga. Dicha radiación depende, en principio, de la temperatura y propiedades del cuerpo, que condicionan el modo en que la radiación y la materia (del cuerpo) interactúan. No obstante, en el caso del cuerpo negro, este absorbe toda la radiación incidente (de ahí su nombre) y emite un espectro de luz que solo depende de la temperatura del mismo. Aunque idealizado, el cuerpo negro admite un modelo experimental aproximado y, en consecuencia, medidas muy precisas y un conocimiento detallado de dicho espectro. Un conocimiento experimental que, sin embargo, no pudo ser reproducido teóricamente hasta 1900. Ese año, en el que el paradigma de la física del siglo XIX había fracasado, triunfó el físico alemán Max Planck (1858-1947) a lomos de una idea que resultaría profundamente revolucionaria. Planck postuló que la energía portada por cada frecuencia emitida era un múltiplo entero de una cantidad elemental proporcional a dicha frecuencia. Formulada matemáticamente, la ley de Planck se expresaba por medio de la famosa ecuación

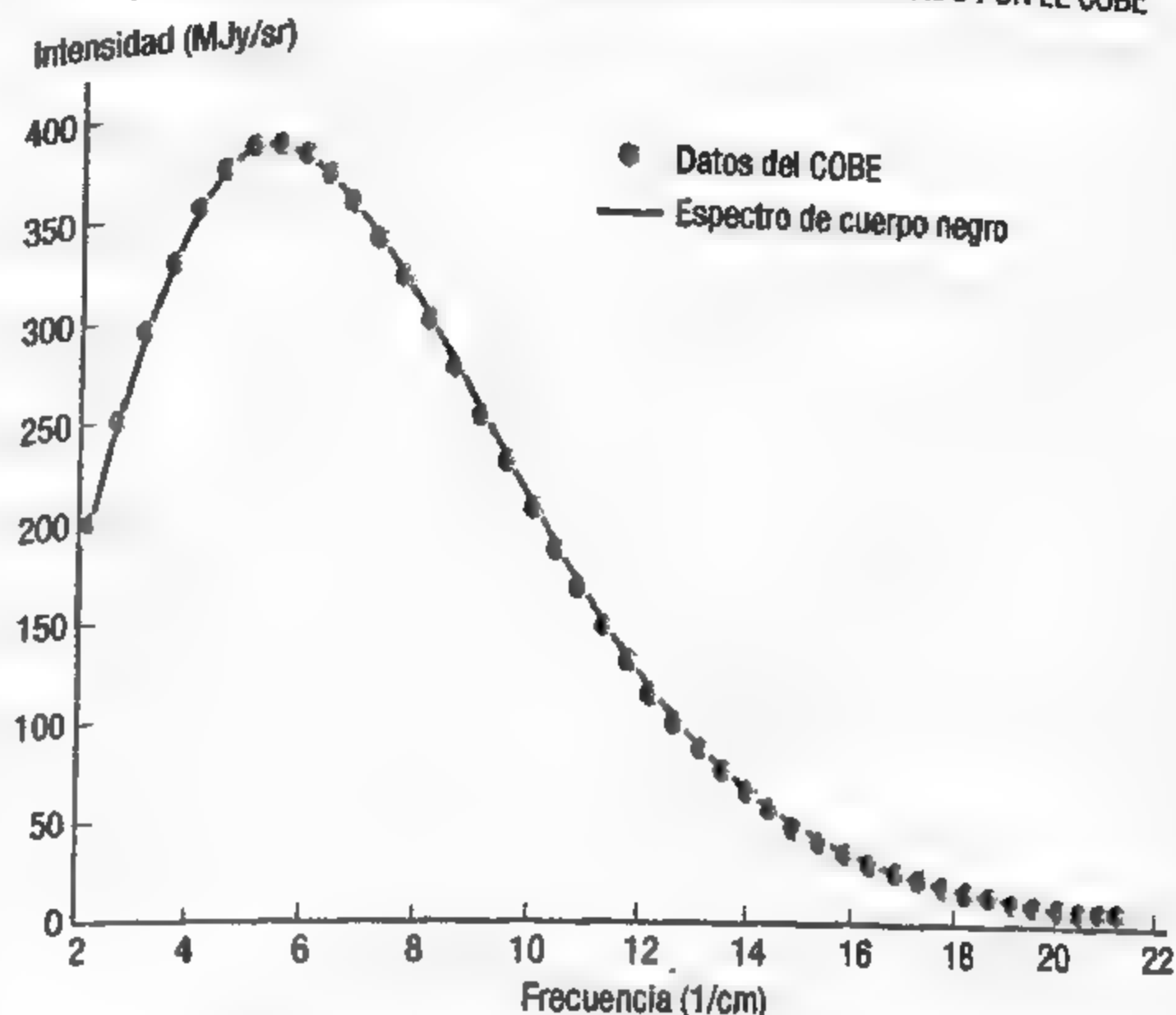
$$E = h\nu$$

donde E representa la energía de la cantidad elemental asociada a la frecuencia ν y h es la llamada *constante de Planck*, que resultó ser una constante universal.

La ley de Planck expresaba que el cuerpo negro radiaba energía en paquetes elementales o indivisibles. Para cada frecuencia, podían transferirse únicamente múltiplos enteros de una cantidad mínima de energía, un número entero de paquetes elementales de radiación. Aunque Planck, modestamente,

FIG. 2

ESPECTRO DEL FONDO CÓSMICO DE MICROONDAS CAPTADO POR EL COBE



Un ejemplo muy especial de cuerpo negro. Distribución espectral de la intensidad de la radiación emitida por un cuerpo negro a 2,726 grados sobre el cero absoluto. Las bolitas sobreponen sobre la curva los datos obtenidos por la sonda COBE de la NASA en 1991, para la distribución espectral de la radiación del fondo cósmico. La perfecta concordancia se puede considerar una prueba de la existencia del Big Bang.

aplicó sus ideas únicamente al cuerpo negro, los trabajos de Albert Einstein sobre el *efecto fotoeléctrico* de 1905 condujeron a la consagración del carácter universalmente discreto de la radiación electromagnética. La luz, que Maxwell había revelado como una onda electromagnética, transportaba energía por medio de paquetes indivisibles o elementales de naturaleza corpuscular, que recibieron el nombre de *fonones*. Planck y Einstein fueron galardonados con el premio Nobel de 1918 y de 1921, respectivamente, por estos trabajos que sentaron las primeras bases de la mecánica cuántica.

clásico, en ningún punto; y lo está en todos, simultáneamente, con la probabilidad que hemos calculado. La mecánica cuántica es intrínsecamente no determinista, siendo totalmente impredecible el resultado particular de una observación dada. Las leyes cuánticas ofrecen, únicamente, probabilidades para el resultado de cualquier medida y, por tanto, definen frecuencias estadísticas para los resultados de dichas medidas, cuando estas se repiten un número suficientemente elevado de veces. Tales son las nociones y conceptos que gozan de verdadero significado en el mundo cuántico. El mundo microscópico que subyace a nuestra realidad macroscópica. Nociones que nos servirán para entender la verdadera naturaleza de la interacción de la luz y la materia, que descansa sobre la cuantización del campo electromagnético.

PARTÍCULAS EN ESTADO NEGATIVO: LAS ANTIPARTÍCULAS

Un fotón y un electrón podían interactuar de manera tal que era posible describir el fenómeno como una colisión elástica. Los experimentos de Compton habían establecido irrefutablemente esta descripción cuántica de la interacción elemental de luz y materia. Las leyes de la mecánica microscópica también habían sido reformuladas cuánticamente y aplicadas con éxito a la descripción del átomo por Schrödinger. Sin embargo, el microscópico es también un mundo de energías y cantidades de movimiento que hace imprescindible atender las exigencias de la teoría de la relatividad en su caso especial. La gravedad es lo suficientemente débil como para no ser una preocupación en el mundo de las partículas elementales, a menos que las densidades de masa sean próximas a las de un agujero negro. O que nos remontemos hasta la cuatrillonésima parte de una cuatrillonésima de segundo después del Big Bang.

Así pues, era necesario encontrar una teoría cuántica y relativista para describir el mundo atómico y subatómico. En particular, la ecuación de Schrödinger que describía los estados cuánticos del átomo o, en general, la evolución dinámica de cualquier sistema cuántico, tenía que ser corregida. El mismo

año 1926 que Schrödinger propuso su ecuación, el sueco Oskar Klein (1894-1977) y su colega alemán Walter Gordon (1893-1939) avanzaron una versión modificada cuyas soluciones eran partículas con masa y energía relacionadas por la ya mencionada ecuación de Einstein. Sin embargo, la ecuación que lleva hoy sus nombres adolecía, sobre todo, de un serio defecto: nada impedía a la energía ser negativa e, incluso, infinitamente negativa. Una indeseable consecuencia de esto último era que un electrón libre (en ausencia de fuerzas) tendría que ser dinámicamente inestable, dado que, cualquiera que fuera su nivel de energía, siempre habría niveles accesibles de energía más baja que podría ocupar.

Fue Paul Dirac quien estableció, en 1928, la generalización correcta de la ecuación de Schrödinger, que podía aplicarse a partículas relativistas de la familia del electrón. Todas las partículas subatómicas, como el electrón o el protón, cuentan con una propiedad cuántica denominada *espín* que está asociada a una magnitud física, el *momento angular*, que en el mundo clásico macroscópico caracteriza el estado cinemático de rotación de un sistema. En el mundo microscópico de las partículas subatómicas, el momento angular está cuantizado, es decir, solo puede adquirir valores discretos que son representados por un número, que llamamos cuántico, y que toma valores enteros o semienteros en este caso. El espín es, precisamente, ese número cuántico. Las partículas con número cuántico semientero constituyen la familia de los fermiones, y el electrón, con espín $1/2$, es uno de ellos. La ecuación de Dirac opera sobre funciones de onda que representan a fermiones. Dichas funciones de onda poseen cuatro componentes, dos con energía positiva y dos negativa, que representan estados cuánticos en los que el espín apunta en la dirección de movimiento o en la opuesta. En la práctica, se define una propiedad cuántica denominada *helicidad* a partir de la proyección del espín sobre la cantidad de movimiento, que toma dos valores, positivo y negativo, en función de la orientación de uno con respecto al otro. Las cuatro componentes de la función de onda pueden considerarse como vectores de un espacio matemático abstracto, diferente del espacio-tiempo físico, y reciben el nombre de *espinores*. De este modo, Dirac etiquetaba

las componentes de la función de onda con la ayuda del espín, que resultó ser un grado de libertad adicional necesario para satisfacer la ecuación relativista para la energía. El espín era, por tanto, una propiedad intrínseca de las partículas que resultaba de su descripción relativista.

Sin embargo, el genio de Dirac se puso verdaderamente de manifiesto en su intuición para interpretar los estados de energía negativa, que también resultaban de su ecuación. Si el electrón libre es estable y se propaga en el vacío con energía positiva, razonó Dirac, ello significa que los estados de energía negativa le son inaccesibles. Además, como todos los fermiones, el electrón obedece el *principio de exclusión* de Pauli (por el físico austriaco Wolfgang Ernst Pauli, 1900-1958), que prohíbe que dos partículas puedan ocupar el mismo estado, con idénticos valores para todos sus números cuánticos. Un estado inaccesible es, por tanto, un estado ocupado. La solución al rompecabezas de los estados de energía negativa era que estos tenían que estar ya ocupados. De ese modo, Dirac identificó el vacío físico, el que ocupa una partícula libre, con el *mar de Dirac*; a saber, un conjunto infinito de estados de energía negativa, ocupados todos. En la imagen de Dirac, el vacío poseía una estructura compleja y era infinitamente rico en partículas que ocupaban estados indetectables. Al menos no de manera directa. De manera indirecta, siempre en la imagen de Dirac, era teóricamente posible que alguno de los electrones del mar absorbiera uno o más fotones, excitándose hasta alcanzar un nivel de energía positiva, pudiendo ser entonces detectado como un simple electrón, sin ninguna rareza o anomalía específica. Y, además, dejaría un «hueco» en el mar de Dirac que también debía ser detectable. De hecho, el mar con un hueco constituiría un estado que, comparado al mar lleno, tendría un exceso de carga exactamente igual a la de un electrón pero de signo opuesto y una diferencia de energía positiva. Por tanto, Dirac postuló que un hueco tenía que ser físicamente detectable (a través de un experimento) como una partícula totalmente equivalente al electrón excepto por su carga, que sería positiva aunque igual en valor absoluto (figura 3). Dirac acuñó el término *antipartícula* (figura 4), en este caso del electrón,

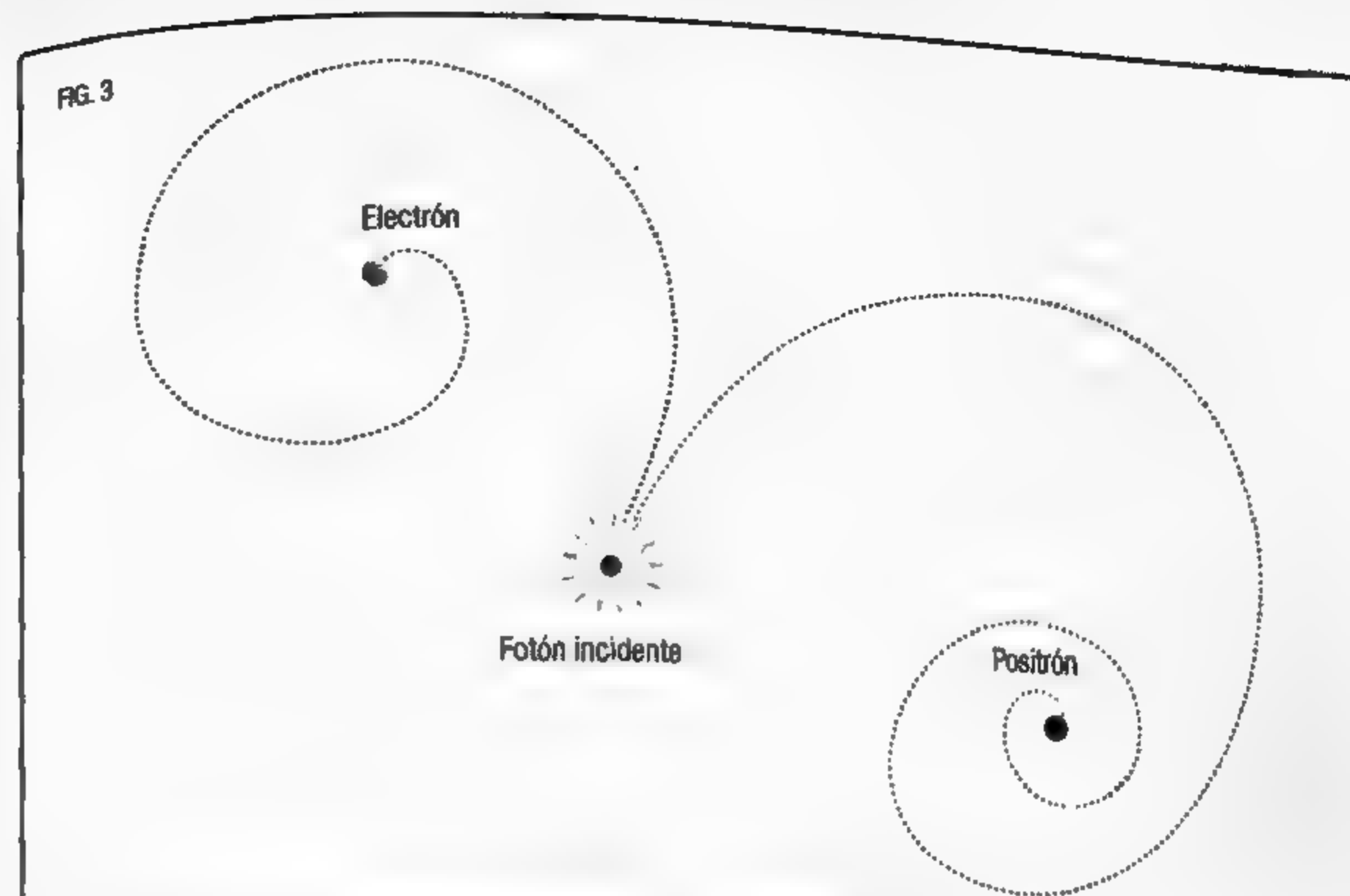


FIG. 3
Producción de un par electrón-positrón a partir de un fotón energético. La imagen representa las trayectorias de ambas partículas en una cámara de burbujas en la que actúa un campo magnético perpendicular a la imagen. Por efecto del campo magnético, las dos partículas giran en sentidos opuestos.

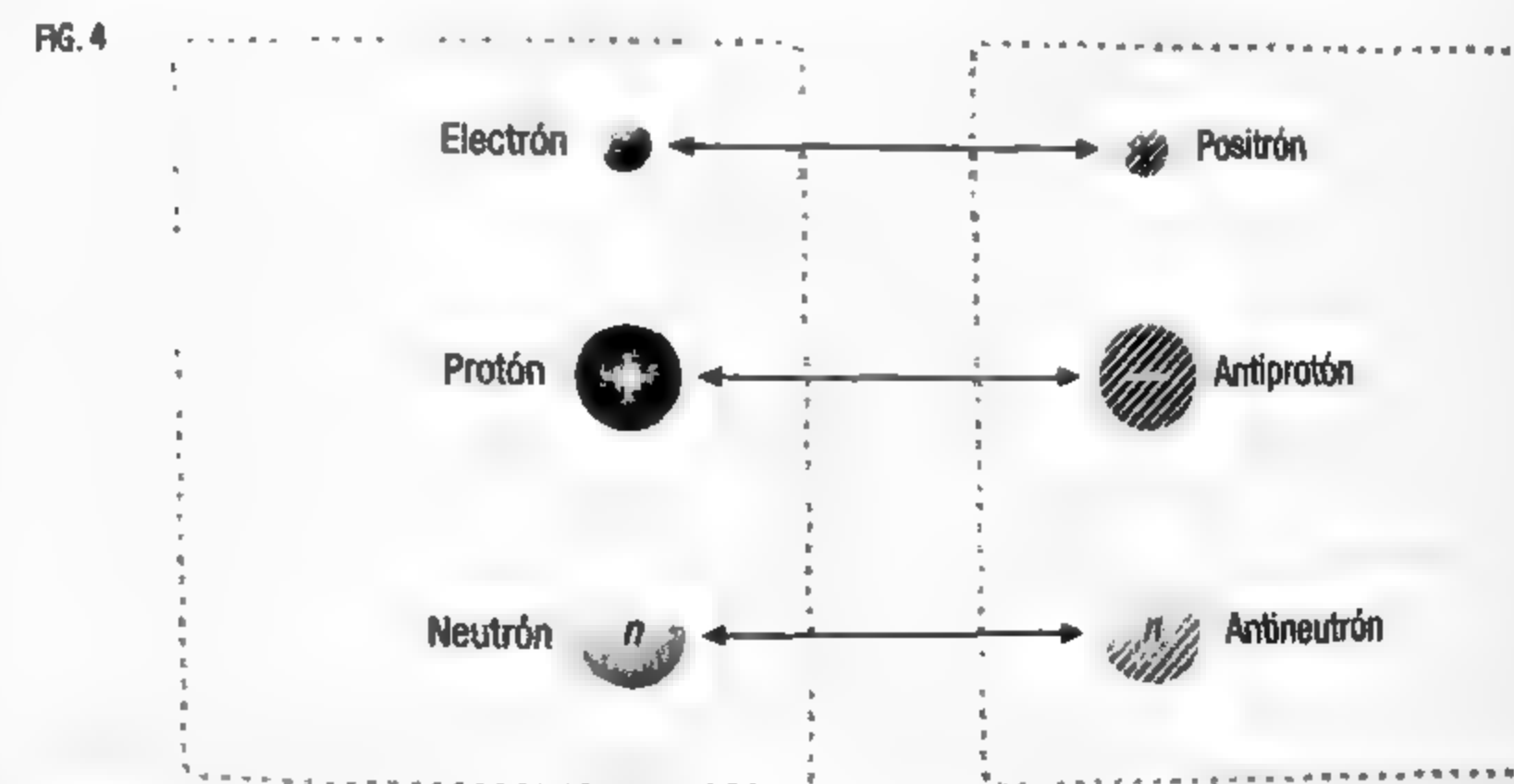


FIG. 4
A toda partícula, según inferió de sus cálculos Paul A. Dirac, le corresponde una antipartícula. Al electrón, el positrón; al protón, el antiprotón, y al neutrón, el antineutrón. Como veremos más adelante, el protón y el neutrón no son partículas elementales y están constituidas por quarks. Sus antipartículas lo están por antiquarks.

para referirse al estado del mar con un hueco. Finalmente, una partícula totalmente compatible con la postulada por Dirac fue hallada en 1932 por el estadounidense Carl David Anderson y bautizada como *positrón*.

En resumen, en la teoría de Dirac, un electrón del mar podía absorber energía y promocionar a un estado de energía positiva, produciéndose una pareja partícula-hueco; o, si un electrón físico (de energía positiva) hallaba un hueco, podía ocuparlo y liberar así la diferencia neta de energía entre los niveles respectivos de partícula y hueco. Es decir, podía crearse un par de partícula y antipartícula a partir de pura energía; o partícula y antipartícula podían aniquilarse entre sí, produciendo energía. Y este esquema era aplicable a todos los fermiones, los cuales se regirían por la ecuación de Dirac. Protones y neutrones también eran fermiones y, en consecuencia, poseerían su propio anti-fermión. El antiprotón fue hallado por el italiano Emilio Segré (1905-1989) y el estadounidense Owen Chamberlain (1920-2006) en 1955, y el antineutrón en 1956 por otro físico estadounidense, Bruce Cork (1916-1994). Dirac fue galardonado con el premio Nobel de Física en 1933, junto a Erwin Schrödinger, por sus logros teóricos en la descripción del mundo subatómico.

UN VACÍO CUÁNTICO NO TAN VACÍO

La idea del vacío sugerida por Dirac, aunque capaz de predecir y explicar satisfactoriamente fenómenos como la producción y aniquilación de parejas de partícula y antipartícula, adolecía de problemas fundamentales difíciles de soslayar, como la carga negativa infinita que concedía al vacío. La verdadera naturaleza del vacío cuántico-relativista tenía que emerger con la expresión de la interacción en el marco de una teoría de campos apropiadamente cuantizada. Recordemos y abundemos en el concepto clásico de campo de fuerzas que ha sido ya introducido al principio de este capítulo. La idea original fue desarrollada por el físico británico Michael Faraday (1791-1867) en el segundo cuarto del siglo XIX, con el propósito de describir los fenómenos

electromagnéticos evitando la apelación a las engorrosas fuerzas a distancia a las que Newton había recurrido para explicar la acción de la gravedad. Faraday concibió que el espacio vacío alrededor de un conductor por el que circulaba una corriente, o en torno a un imán, se llenaba de *líneas de campo*. Estas líneas, dibujadas por limaduras de hierro entre los imanes, transportaban el campo de fuerzas a través del espacio. Faraday intuyó además que el transporte instantáneo del campo equivalía y era igual de engorroso que la acción a distancia. El campo tenía que ser transportado con alguna velocidad finita.

Las ecuaciones de Maxwell, que formalizaron matemáticamente los trabajos de Faraday o André-Marie Ampère, entre otros, probaron que el campo electromagnético, visualizado a través de las líneas de campo de Faraday o expresado por una función matemática en todo el espacio, existía y propagaba cualquier perturbación a una velocidad finita, la velocidad de la luz. El campo mediaba la interacción entre cargas o corrientes eléctricas. Y lo hacía de manera muy real. Veamos un ejemplo. Nuestros ojos son sensibles detectores que perciben el campo electromagnético oscilante que es la luz. Cuando vemos el Sol, estamos detectando las fluctuaciones del campo inducidas por sus emisiones; pero lo hacemos con unos 8 minutos de retraso. En ese intervalo de tiempo, el Sol podría haber iniciado un eclipse, y seguiríamos viéndolo, o sea detectando las variaciones del campo electromagnético aun cuando las condiciones hayan cambiado. El campo está, pues, ligado al espacio, al vacío y, en cierto modo, reside por algún tiempo en él aunque las fuentes hayan podido ser suprimidas. Las cargas llenan el vacío con los campos que crean y que, a su vez, son percibidos por otras cargas que sienten las fuerzas transportadas por el campo.

Sin embargo, esta es solo una visión clásica del campo de fuerzas que fue completada por la mecánica cuántica. El campo electromagnético se propagaba, como Planck y Einstein probaron, por medio de paquetes discretos de energía, excitaciones

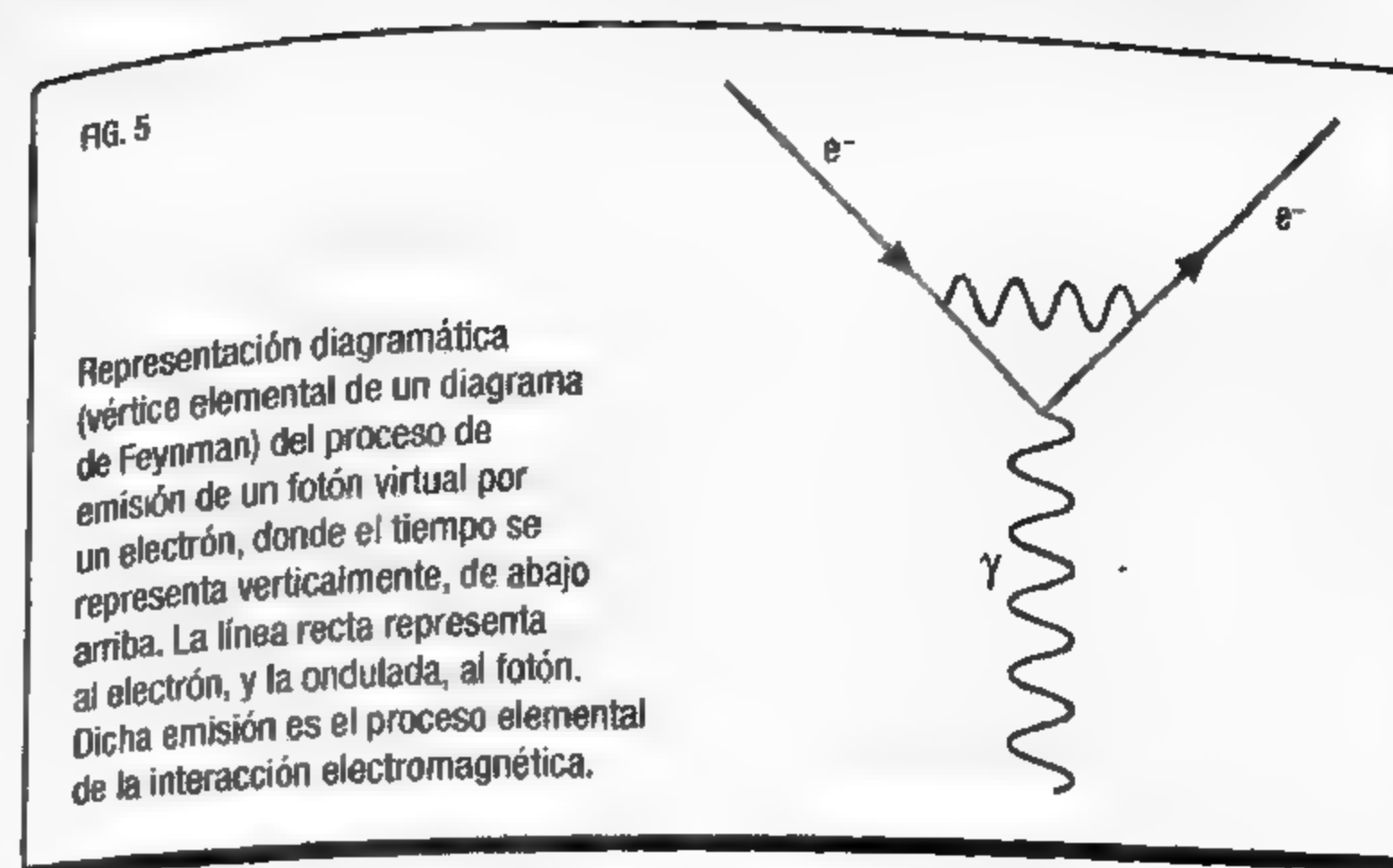
Nada es demasiado maravilloso para ser verdad si es consistente con las leyes de la naturaleza.

MICHAEL FARADAY

del propio campo que transportaban una cantidad elemental de momento, una cantidad de movimiento, los fotones.

Reflexionemos primero un instante sobre qué es en realidad una interacción. Cuando un cuerpo ejerce una fuerza sobre otro durante un intervalo de tiempo dado, le comunica cierta cantidad de movimiento. Exactamente la misma que, en virtud del principio de acción y reacción, pierde. Toda interacción es, en última instancia, una transferencia de cantidad de movimiento. Con esa idea en mente, podemos reinterpretar la acción a distancia en una teoría cuántica de campos, por ejemplo entre un electrón y un positrón, como sigue. El electrón emite un fotón (figura 5) que se propaga hasta el positrón, que lo absorbe. Con este mecanismo, por medio del fotón, se produce una transferencia de cantidad de movimiento entre ambas partículas y, por tanto, se explica la interacción. Sin embargo, la emisión del fotón es un proceso inelástico que viola la conservación de la energía. También lo hace la absorción, pero compensando exactamente la violación asociada a la emisión y restableciendo el carácter conservado de la energía. Clásicamente, el proceso no está permitido. No es posible una violación del principio de conservación de la energía. Sin embargo, en mecánica cuántica, el principio de conservación solo es aplicable hasta los límites fundamentales de incertidumbre asociados al principio de indeterminación, ya mencionado, de Heisenberg. Así, si la energía portada por el fotón ΔE y el intervalo de tiempo Δt durante el cual el fotón viaja entre las dos partículas son tales que: $\Delta E \Delta t < \hbar/2$, siendo \hbar la constante de Planck reducida (dividida por 2π); el fotón es indetectable y se dice *virtual*. No es una partícula física, en el sentido de que no puede ser medida experimentalmente. Únicamente podemos apreciar sus efectos a través de la interacción que porta.

En el marco de una teoría que unifica la relatividad especial y la mecánica cuántica, la interacción se expresa como un intercambio de cantidad de movimiento entre partículas cargadas, por medio de estos fotones que transfieren, cada uno, una cantidad elemental y que, colectivamente, portan la interacción. Desde esta perspectiva, el campo electromagnético es el resultado



de la superposición colectiva de todos los fotones posibles, con todas las frecuencias y energías posibles. Fotones que pueden ser virtualmente emitidos y absorbidos por partículas con carga eléctrica, configurando la interacción electromagnética entre las mismas. Pero, además, el fotón virtual puede producir una pareja formada por una partícula y su antipartícula, también virtuales porque deben aniquilarse mutuamente para generar de nuevo el fotón virtual que transfiere el momento elemental en el proceso de interacción, sin que ni este último ni la pareja resulten nunca detectados. Y este fenómeno puede repetirse una y otra vez, hasta el infinito, de suerte que cualquier partícula cargada, un electrón por ejemplo, genera a su alrededor una «nube» de partículas y antipartículas cargadas y de fotones virtuales. Dicha nube se extenderá virtualmente hasta el infinito, dado que el fotón carece de masa, y poblará el vacío, confiriéndole estructura. Tal es la verdadera naturaleza del vacío cuántico que Dirac había intuido al sugerir su «mar» de estados de energía negativa.

El espacio-tiempo que se expandía desde el mismo instante del Big Bang, y que sigue expandiéndose hoy, también está caracterizado por este vacío enriquecido gracias a las interacciones fundamentales entre partículas, gracias a los campos cuántico-relativistas creados por las fuentes de dichos campos. Nos hemos centrado en el caso del campo electromagnético,

creado por cargas eléctricas. Campo que hizo posible que, hasta un segundo después del Big Bang, todavía pudieran producirse parejas de electrones y positrones a un ritmo gobernado por la temperatura, que equilibraba al de aquellas parejas que se aniquilaban entre sí. Usando la imagen del vacío de Dirac, poderosamente intuitiva aunque solo correcta en sentido efectivo, la temperatura del universo hacía que los fotones portaran energía suficiente para excitar los estados de energía negativa y promocionarlos hasta estados físicos de energía positiva; tantos como aquellos electrones que hallaban un hueco y lo ocupaban. El equilibrio entre esos dos procesos permitía «extraer» electrones del mar de Dirac, produciendo huecos, o sea positrones. La estructura del vacío proporcionaba el sustrato cuántico para el origen de la materia y la antimateria. No obstante, los procesos que hemos descrito hasta el momento solo pueden producir un número equivalente de partículas y de antipartículas. No sirven para justificar la cantidad residual de materia que aquí hemos llamado «algo».

CAPÍTULO 3

Fuerzas, simetrías y asimetrías

La materia nuclear que se formó en el universo primigenio estaba formada por el mismo número de partículas y antipartículas. Pero tras comprobar que existe un exceso residual de materia sobre antimateria, los físicos se han visto obligados a profundizar en unas interacciones de enorme complejidad.

El universo primordial en expansión, durante un intervalo que se prolongó desde una billonésima de segundo hasta un segundo después del Big Bang —en el que las temperaturas se enfriaron desde el billón hasta unas decenas de miles de millones de grados— asistió a la destilación de la materia nuclear. En concreto, protones y neutrones, genéricamente nucleones que, en razón de uno por cada mil millones de fotones, sobrevivieron a la aniquilación mutua de materia y antimateria, y que, entre los 100 y los 300 segundos posteriores al instante inicial sirvieron como materia prima para la formación de los núcleos atómicos. Mucho después, en el periodo de recombinación, los núcleos capturarían aquellos electrones que, a su vez, escaparon a los procesos de aniquilación con positrones que dominaron el universo en el periodo que se extendió aproximadamente entre 1 y 14 segundos después del Big Bang, para luego formar el sustrato atómico de las primeras estrellas y galaxias. Pero ¿cómo se originó la materia nuclear?

Ya hemos hecho un análisis de la interacción entre la luz y la materia, y nos ha sugerido que estas interacciones dotan al vacío cuántico de una estructura rica y compleja que hace posible que

la pura energía genere materia. Fotones con energía suficiente pueden producir parejas formadas por electrones y positrones. Esta producción está gobernada por las leyes del campo cuántico electromagnético, de las que nos hemos ocupado hasta ahora. También la materia nuclear, aunque de una manera menos directa, puede resultar de fotones suficientemente energéticos. La razón de ello es que, mientras los electrones (hasta donde tenemos certeza experimental) son partículas elementales sin estructura, no ocurre otro tanto para los nucleones. Estos, protones y neutrones, poseen estructura y se componen de otras partículas más elementales que, a su vez, pueden ser producidas en parejas de partícula y antipartícula. Estas partículas, en las que ya profundizaremos, reciben el nombre de *quarks*. Por su parte, las leyes del campo cuántico electromagnético constituyen un ejemplo arquetípico de las modernas teorías que describen las interacciones entre partículas. Una teoría que, como hemos explicado, describe el campo electromagnético como la superposición colectiva de todos los fotones virtuales posibles, con todas las frecuencias posibles que una partícula cargada puede emitir, poblando el vacío cuántico y portando la interacción de esta partícula con cualquier otra también cargada. Esta teoría se conoce como *electrodinámica cuántica* (*Quantum Electrodynamics*, QED) y fue desarrollada de manera independiente por los físicos Freeman Dyson, Sin-Itiro Tomonaga, Julian Schwinger y Richard Feynman, a finales de la década de 1940, lo que valió para los tres últimos el premio Nobel de Física de 1965.

Los procesos elementales gobernados por las leyes electromagnéticas, sin embargo, solo pueden producir un número equivalente de quarks y antiquarks o electrones y positrones (véase la imagen de las págs. 76-77). En consecuencia, no pueden servir para explicar un exceso, por residual que sea, de materia sobre la antimateria. Pero el electromagnetismo, descontada la gravedad, no es la única forma de interacción entre partículas elementales. Existen otras dos que, en el universo presente, con los fotones primordiales en equilibrio térmico a 2,7 K y totalmente desacoplados de la materia, son mucho más elusivas a la experiencia directa. De hecho, con excepción de los experimentos a

altas energías en colisionadores de partículas, hoy dichas fuerzas solo se manifiestan por medio de cierto tipo de desintegraciones nucleares y por la cohesión y estructura de los núcleos. Se las conoce como fuerza *fuerte* y *débil* y dominaron el universo primordial en el periodo de gestación de los nucleones, al que nos hemos referido más arriba. Las dos fuerzas son satisfactoriamente descritas por teorías cuánticas de campo, elaboradas a imagen y semejanza de la QED e integradas, junto a esta última, en una teoría unificada que se conoce como modelo estándar de las interacciones fundamentales. En esta teoría unificada y en la estructura y composición de la materia nuclear pondremos ahora el foco.

UN ZOOLÓGICO EN EL MUNDO SUBNUCLEAR

El sustrato material de los átomos —esencialmente de hidrógeno y helio— que formaron las primeras estrellas puede considerarse un vestigio del Big Bang, del mismo modo que lo son los fotones del fondo cósmico de radiación de microondas que detectamos hoy. Son protones, neutrones y electrones que sobrevivieron a los primeros segundos de vida de nuestro universo, los cuales, además, pertenecen a la especie estable de familias de partículas. La mayoría de ellas se desintegran al cabo de pequeñísimas fracciones de segundo (en realidad, el neutrón también es inestable aunque, como veremos pronto, se estabiliza en los núcleos).

Una partícula inestable es aquella que, mediante un proceso que se dice de desintegración, se transforma en otras de distinta naturaleza. El neozelandés Ernest Rutherford (1871-1937) y su discípulo, el químico inglés Frederick Soddy (1877-1956), habían identificado en 1902 dos tipos diferentes de procesos radiactivos que implicaban la transmutación atómica de la especie emisora. A una la denominaron *beta* (por la segunda letra del alfabeto griego) y no resultó ser otra cosa, como el italiano Enrico Fermi (1901-1954) y sus colaboradores dejaron patente, que el efecto de la desintegración de un neutrón en un protón (o a la inversa) dentro del colectivo de nucleones que forman un

PRODUCTOS DE LAS COLISIONES MATERIA/ANTI-MATERIA

UN ELECTRON Y UN POSITRON
SE ANICILAN MUTUAMENTE

Electron

Energía

UN PROTON Y UN ANTIPROTON
SE ANICILAN MUTUAMENTE

Cuando una partícula colisiona con su
antipartícula, se aniquilan la una a la otra.
Como producto de esa colisión se genera
energía y otras partículas distintas.

En el caso de la aniquilación
electrón-positrón, el resultado es
una fuente energética en forma de
rayos gamma, como se muestra en
el esquema superior. Si el choque
nuclear se da entre un protón y
un antiprotón, el resultado de energía
genera una variedad de partículas
elementales (abajo).

Energía

núcleo. Un ejemplo de esta variante de reacción de desintegración nos la proporciona el carbono-14. Constituido por 6 protones y 8 neutrones, puede transformarse en nitrógeno-14 cuando uno de sus neutrones se transforma en un protón, emitiéndose en el proceso un electrón y, como propuso Pauli para dar buena cuenta de la fenomenología asociada a este tipo de procesos, una partícula sin carga eléctrica y apenas masa que fue bautizada como *neutrino*. Este tipo de desintegraciones está gobernado por la fuerza débil, a la que volveremos más adelante para describirla de manera elemental.

En virtud de la ecuación de Einstein, a la que nos hemos referido antes, que establece la equivalencia entre la masa y la energía, la masa invariante (o en reposo) de una partícula nos dice qué valor mínimo de energía sería necesario para producirla y nos ofrece una medida comparativa de su grado de estabilidad: el protón es más estable que el neutrón porque posee menor masa. Usando unidades apropiadas para el mundo subnuclear (el electronvoltio o energía que adquiere un electrón al estar sometido a una diferencia de potencial de un voltio), el protón tiene una masa equivalente a 938,3 MeV (abreviatura de millón de electronvoltios) y el neutrón a 939,6 MeV. En el mundo de las partículas elementales y subnucleares, la equivalencia entre masas y energías conduce a identificar unidades de energía y de masa, manteniendo implícito el factor expresado por la velocidad de la luz al cuadrado que, como resulta de la ecuación de Einstein, relaciona las unas con las otras. El electrón, en cambio, es unas 2000 veces más ligero, siendo su masa equivalente a 0,511 MeV. No obstante, hasta donde se ha podido medir experimentalmente, el protón no se desintegra produciendo electrones. Como toda partícula material, uno y otro son fermiones, es decir que poseen espín 1/2, pero pertenecen a familias diferentes. El electrón es una partícula elemental denominada *leptón* (del griego *leptós*, que significa «ligero») y el protón, como el neutrón, es una partícula compuesta por quarks denominada *barión* (del griego *baros*, que significa «pesado»). Toda la fenomenología contrastada experimentalmente, así como los procesos elementales con los que se articula el modelo estándar de las interacciones, son

compatibles con el principio de conservación del número de bariones y leptones. Entendiendo dicho número como la diferencia entre bariones y antibariones o leptones y antileptones (en la práctica se asigna un valor de 1 a cada partícula y de -1 a cada antipartícula, calculándose de ese modo los números bariónico B y leptónico L). Así, la aniquilación de un positrón y un electrón no violaría el número leptónico, que sería cero antes y después del proceso de destrucción mutua para dar fotones. Sin embargo, el protón nunca podría desintegrarse espontáneamente en ninguna otra partícula, dado que es el barión más ligero (transformar un protón en un neutrón costará una energía equivalente a su diferencia de masas). Este tipo de conservaciones están asociadas a lo que se conoce como una *simetría discreta* y, dada su relevancia para el problema del exceso residual de materia sobre antimateria, las retomaremos más adelante.

Volvamos ahora a los nucleones. El neutrón es la primera partícula inestable conocida, aunque (o precisamente por ello) forma parte de la materia nuclear estable. Es decir, como nucleón aislado, es inestable y se desintegrará en un protón, un electrón y en la antipartícula del neutrino (que es también un leptón y, así, la emisión de este último garantiza la conservación del número leptónico); pero su exceso de masa respecto del protón puede ser compensado en un núcleo por el efecto de la reducción de carga eléctrica positiva (el neutrón es neutro) y por la intervención de la fuerza débil. Sin embargo, para producir nucleones más masivos, y por tanto menos estables que el neutrón, son necesarias energías por partícula superiores al MeV. Con objeto de producirlas y explorar así la estructura profunda de la materia, en la década de 1950 empezaron a fabricarse aceleradores de partículas capaces de producir esas energías. El principio de un acelerador de partículas es simple. Está diseñado para combinar campos eléctricos y magnéticos con el fin de acelerar partículas cargadas y posteriormente hacerlas incidir sobre un blanco formado por otras partículas. Elevando suficientemente la velocidad de las partículas aceleradas, pueden conseguirse colisiones con energías muy superiores a las masas de las partículas que intervienen en la colisión, permitiendo así la producción de otras

mucho más masivas. Acelerando partículas con una carga igual en magnitud a la del electrón (que llamaremos «e») e induciendo diferencias de potencial del orden de millones de voltios (sea en una o en varias etapas sucesivas), se alcanzaron energías suficientes para que aparecieran nuevos bariones con masas aproximadamente un 25% mayores que los nucleones: las partículas Δ (delta), de las que se hallaron cuatro, todas con espín 3/2, masas muy parecidas y cargas que las distinguían e iban desde $2e$ hasta $-e$. No fueron las únicas. Los físicos de partículas experimentales perseveraron en sus experimentos con aceleradores y hallaron muchos otros bariones con espín 1/2 o 3/2 y masas en un rango entre 1100 y 1700 MeV.

Fue tal la proliferación de partículas subnucleares que a lo largo de la década de los cincuenta dejaron una traza inconfundible en los detectores de diferentes experimentos con aceleradores, que los físicos de partículas empezaron a referirse a ellas como el *zoo de las partículas*. Y la inextricable fauna subnuclear no terminaba con los bariones. Antes, el cuidadoso examen de la radiación cósmica que bombardea permanentemente la Tierra desde el espacio exterior había conducido al descubrimiento del *muon*, en 1936, por Carl David Anderson y Seth Neddermeyer (la primera partícula «nueva» que se unía al protón, neutrón y electrón, que componían la materia estable); el *pion*, en 1947, por Cecil Powell, y el *kaón*, ese mismo año, por Dixon Rochester y Clifford Charles Butler. El primero de ellos resultó ser un leptón, pero 200 veces más masivo que el electrón. Piones y kaones, en cambio, poseían espín nulo y, en consecuencia, no pertenecían a la familia de los fermiones. En realidad, aparecieron tres piones y cuatro kaones, con diferente carga y masas en el rango entre los 135 y los 550 MeV. Recibieron el nombre genérico de mesones, precisamente por poseer masas intermedias entre el electrón y los nucleones (del griego *mesos*, «que está en medio»). Los mesones no eran bariones (véanse las tablas de la página contigua) pero, como ellos, estaban involucrados en la interacción nuclear, o sea que sentían la fuerza fuerte. Por ello, bariones y mesones fueron bautizados genéricamente como *hadrones* (del griego *hadros*, «fuerte»).

En realidad, una partícula con las propiedades del pion había sido postulada teóricamente por el japonés Hideki Yukawa (1907-1981) en 1935, en el marco de una teoría para las fuerzas nucleares. La partícula fue bautizada con el nombre de *mesón*. El mesón de Yukawa debía ser el portador del campo cuántico asociado a la interacción entre nucleones, como el fotón lo era para el campo electromagnético. Y al igual que el fotón, debido a las reglas cuánticas para la suma de momentos angulares (el espín proporciona una medida del momento angular), debía poseer un espín entero, cero en este caso, para poder ser emitido y absorbido por partículas, como los fermiones, cuyo espín semientero siguiera siéndolo después del proceso (la suma de dos espines semienteros es siempre entera). Así, la descripción cuántica de la realidad física se basaba en campos representados por partículas de espín semientero, fermiones, para la materia; y campos representados

LOS OCHO MESONES CON ESPÍN 0 MÁS LIGEROS

Mesón (espín=0)	Isospín (I)	Extrañeza (S)	Carga (e)	Masa (MeV)
π^+, π^-, π^0	1	0	+1, -1, 0	139,7; 139,7; 135,0
η	0	0	0	547,9
K^+, K^0	1/2	1	+1, 0	493,7; 497,6
K^-, \bar{K}^0	1/2	-1	-1, 0	493,7; 497,6

LOS OCHO BARIONES CON ESPÍN 1/2 MÁS LIGEROS

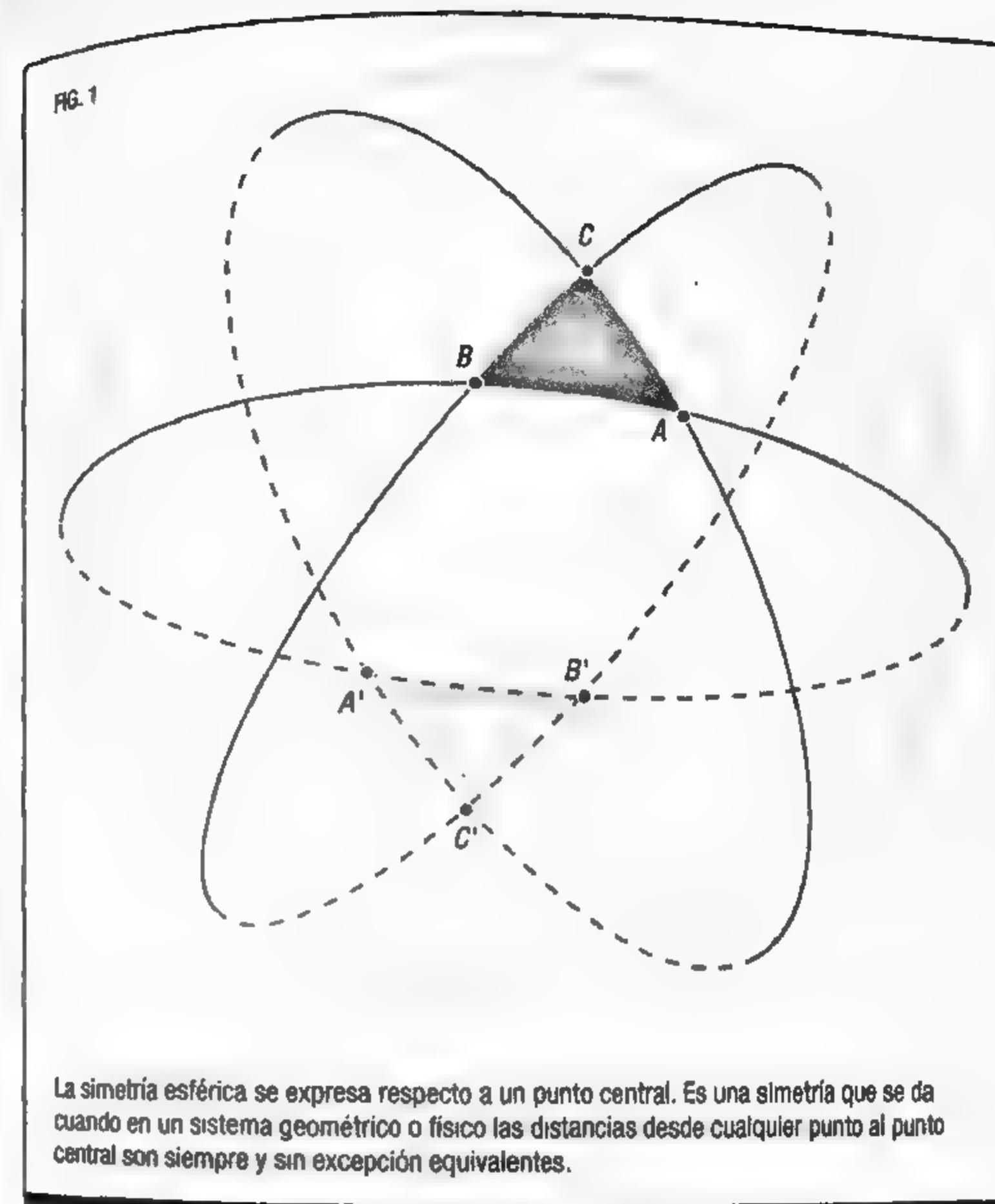
Barión (espín = 1/2)	Isospín (I)	Extrañeza (S)	Carga (e)	Masa (MeV)
p, n	1/2	0	+1, 0	938,3; 939,6
Λ^0	0	-1	0	1115,7
$\Sigma^+, \Sigma^-, \Sigma^0$	1	-1	+1, -1, 0	1189,4; 1197,5; 1192,6
Ξ^-, Ξ^0	1/2	-2	-1, 0	1321,7; 1314,9

Se indican los números cuánticos de extrañeza e isospín, que sirvieron históricamente para clasificarlos.

por partículas de espín entero, que recibieron el nombre de *bosones*, para portar la interacción. Aunque de manera efectiva, la interacción nuclear fuerte puede verdaderamente describirse a partir de un campo mesónico, correspondiendo el pion con su modo de excitación más ligero. Yukawa fue galardonado con el premio Nobel de Física en 1949 y Powell con el de 1950.

Poner un poco de orden en todo el desconcertante galimatías que emergió del aumento de la energía de los aceleradores en su búsqueda de nuevas partículas, resultó ser una tarea ardua. La jerarquía de masas de las diferentes partículas, dentro de sus respectivas familias, y los distintos rangos en los tiempos característicos que invertían dichas partículas en desintegrarse, proporcionaron algunas pistas inestimables sobre la naturaleza y estructura interna de las mismas. En particular, los tiempos característicos indican cuál es el canal de desintegración, es decir, si está gobernado por fuerzas electromagnéticas, en cuyo caso son del orden de un centenar de trillonésimas de segundo; por la fuerza nuclear fuerte, con tiempos del orden de un centenar de cuatrillonésimas de segundo; o por la nuclear débil, del orden de una cienmillonésima de segundo. Sin embargo, el principio organizador sería la simetría y la aplicación de una rama de las matemáticas conocida como *teoría de grupos*.

La simetría es, básicamente, la propiedad que hace que un sistema dado permanezca invariante bajo algún tipo de operaciones. Un ejemplo intuitivo y sencillo es la *simetría esférica* (figura 1), que es la que poseería un cuerpo que se muestra idéntico después de cualquier rotación sobre cualquier eje posible (pensemos en una esfera perfecta, sin ninguna deformación, rugosidad o marca que permita identificar su orientación). Otro, del que hablaremos más adelante, podría ser la *simetría especular* que tendría un cuerpo que es idéntico a su imagen reflejada en un espejo. Las operaciones pueden ser mucho más complejas y aplicarse a sistemas mucho más abstractos, como la función de onda que describe un sistema físico cuántico, pero el principio matemático es exactamente el mismo. En realidad, con la teoría de grupos, los matemáticos se ocupan de la estructura y propiedades del conjunto abstracto que representa a todas las opera-



La simetría esférica se expresa respecto a un punto central. Es una simetría que se da cuando en un sistema geométrico o físico las distancias desde cualquier punto al punto central son siempre y sin excepción equivalentes.

ciones que dejan invariante a un sistema. De estas, además, se deducen algunas características de los estados posibles de ese sistema invariante.

En 1960, el físico estadounidense Murray Gell-Mann y el israelí Yuval Ne'eman consiguieron organizar todos los bariones y mesones descubiertos hasta la fecha en diferentes conjuntos, cuyo número y estructura estaban sugeridos por la simetría frente a operaciones que tenían la estructura de un tipo particular de lo que los matemáticos denominaban un *grupo de Lie* (por el matemático noruego Marius Sophus Lie (1842-1899), creador de

la teoría de la simetría continua). Las diferentes partículas que constituirían uno de estos conjuntos podían representarse por estados que se transformaban unos en otros por la acción de estas operaciones de simetría, si bien la interacción fuerte permanecería invariante frente a las mismas operaciones. Como consecuencia de ello, las masas resultaban ser parecidas para todas las partículas de esos conjuntos. Parecidas pero no idénticas porque la energía de esos estados, y por tanto su masa, no dependía solo de la interacción fuerte. La simetría

Para mí, el estudio de todas estas leyes [físicas] es inseparable del amor por la naturaleza en todas sus manifestaciones.

MURRAY GELL-MANN

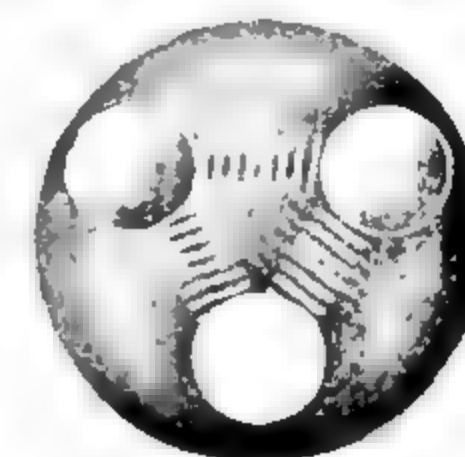
impuesta por Gell-Mann y Ne'eman con objeto de ordenar los bariones y los mesones solo podía ser aproximada. Pero Gell-Mann y Ne'eman hicieron algo más que clasificar todos los hadrones entonces existentes. Tal como hiciera Mendeléyev al completar los huecos de su tabla periódica con elementos químicos hasta entonces desconocidos, Gell-Mann y Ne'eman sugirieron en 1961 la existencia de un barión para completar uno de sus conjuntos de estados inferidos por simetría, deduciendo sus números cuánticos, carga y masa aproximada. El barión se denominó Ω^- y fue hallado, de acuerdo con las predicciones, en el laboratorio nacional de Brookhaven en Nueva York.

El propio Gell-Mann y George Zweig entendieron que esta ordenación de los hadrones revelaba la existencia de una estructura interna y, de manera independiente, postularon en 1964 la existencia de unos constituyentes subhadronicos a los que Gell-Mann bautizó como quarks. Los bariones estaban constituidos por tres quarks y los mesones por dos (un quark y un antiquark). Con objeto de describir todos los hadrones descubiertos hasta la fecha, Gell-Mann y Zweig necesitaron de tres especies o sabores diferentes de quarks, cuyas propiedades pudieron deducir de las de aquellos hadrones que componían. Hasta donde sabemos hoy, existen seis. Las dos primeras son las más ligeras (de masa casi nula) y reciben el nombre de *up* (arriba) y *down* (abajo) y poseen, respectivamente, cargas eléctricas igual a $2/3e$ y $-1/3e$. Así, el protón resultaría, por ejemplo, de la com-

LA ESTABILIDAD DEL PROTÓN

Los dos bariones más ligeros, el protón y el neutrón, poseen masas casi idénticas debido a la simetría aproximada identificada por Gell-Mann y Ne'eman. Como puede verse en la figura 1, el contenido en quarks del protón es uud, y el del neutrón es udd. Desde el punto de vista de la interacción fuerte, sustituir el quark u por un quark d no tiene ningún efecto que pueda alterar la masa del sistema. Existe una ligera diferencia de masas entre el quark u y el d, aproximadamente 2 MeV para el primero y 5 MeV para el segundo. En términos de carga eléctrica, dadas las cargas $2/3$ de u y $-1/3$ de d, en unidades de la carga elemental, el neutrón es un sistema neutro ($2/3 - 1/3 - 1/3 = 0$) y el protón posee una carga neta positiva igual a 1 ($2/3 + 2/3 - 1/3 = 1$). Por tanto, la contribución electromagnética a la masa del protón es mayor que para el neutrón (las cargas del mismo signo se repelen eléctricamente). Sin embargo, la contribución de la fuerza débil domina sobre los dos efectos anteriores, aunque muy apuradamente: el neutrón es solo levemente más masivo que el protón, 939,6 MeV frente a 938,3 MeV, y, por ende, inestable. Pero ¿y el protón? ¿Es estable? Si el número bariónico se conserva, el protón no puede desintegrarse en ningún barión más ligero. No los hay. Por tanto, sería estable. Sin embargo, se han sugerido hipotéticos canales de desintegración que implicarían un bosón X (no incluido en el modelo estándar) que permitirían su desintegración en, por ejemplo, piones neutros y positrones (figura 2), violándose el número bariónico. La búsqueda experimental de esta forma de desintegración ha sido infructuosa, y hasta ahora solo nos dice que la semivida (tiempo necesario para que una especie inestable reduzca su cantidad a la mitad) del protón es mayor que $1,7 \cdot 10^{34}$ años. Téngase en cuenta que la edad actual del universo es de $1,38 \cdot 10^{10}$ años.

FIG. 1



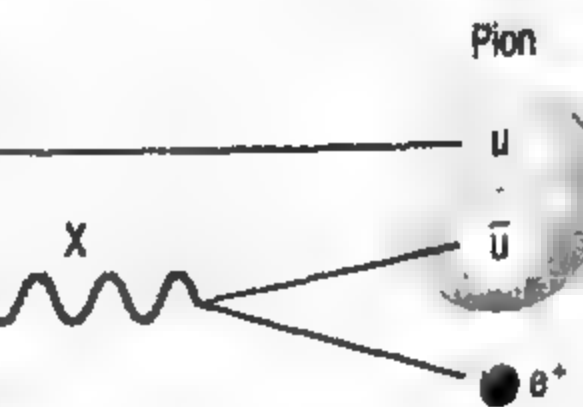
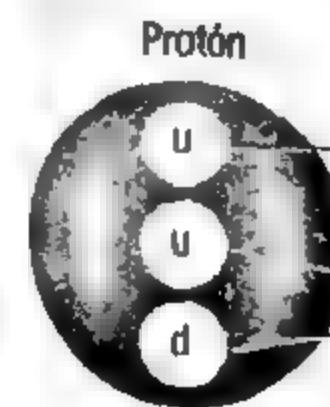
PROTÓN



NEUTRÓN

Contenido de quarks en un protón (izquierda) y en un neutrón (derecha).

FIG. 2



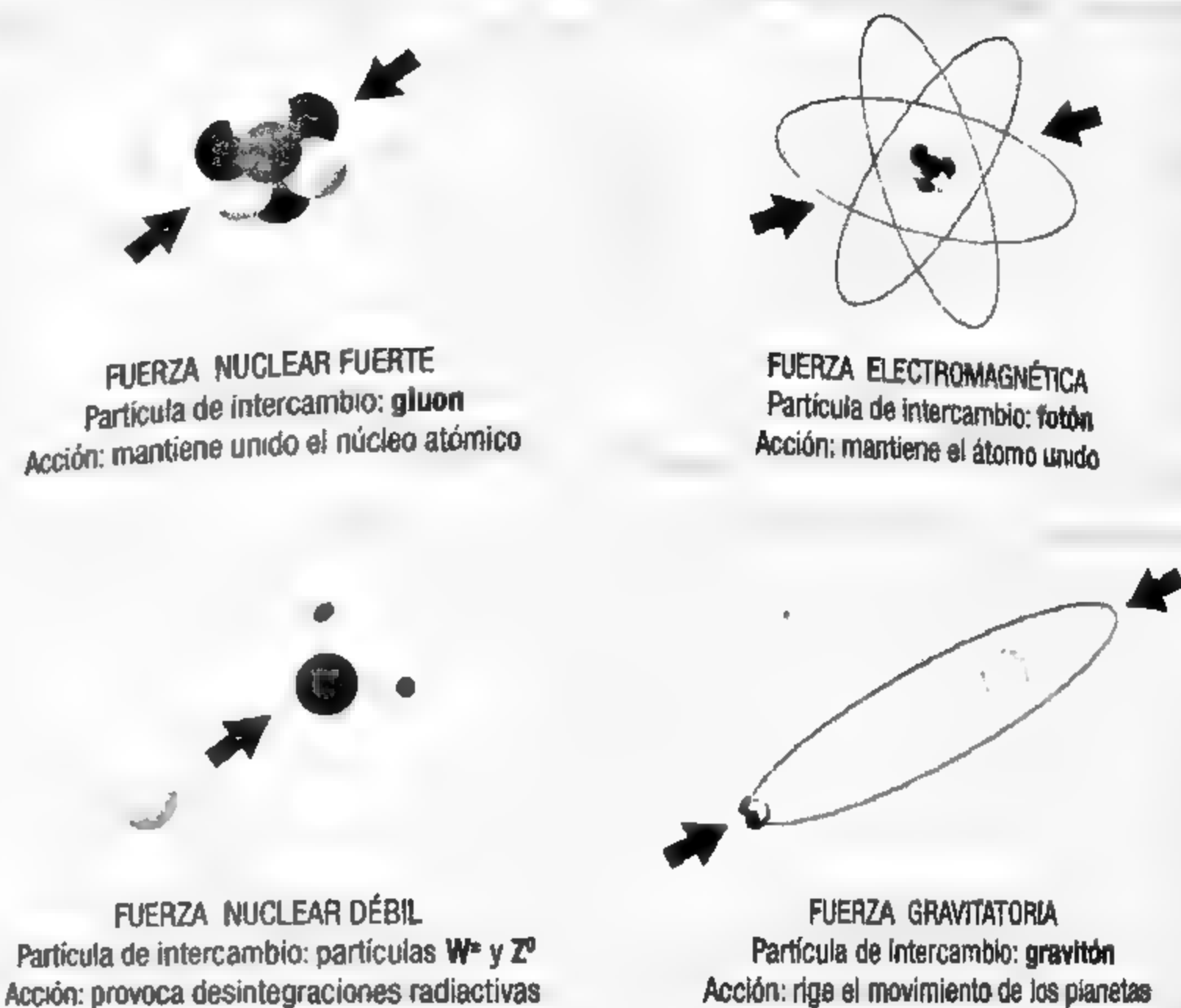
Mediante un bosón X, un protón puede hipotéticamente desintegrarse en un pión.

binación uud , y el neutrón, de udd (u para up y d para down). Los piones se obtendrían, según su carga, como $u\bar{d}$, $\bar{u}d$ y una superposición de $u\bar{u}$ y $d\bar{d}$ (la raya señala el antiquark de la especie dada). Estas dos especies de quarks ligeros son las únicas que componen la materia nuclear estable y, por tanto, las únicas que finalmente resultaron del enfriamiento por expansión que rompió definitivamente el equilibrio entre bariones y fotones en el universo primigenio, tras el primer segundo después del Big Bang. Los quarks para las otras cuatro especies, en orden de masa creciente, fueron bautizados como *strange* (extraño), *charm* (encanto), *bottom* (fondo) y *top* (cima); el primero y el tercero con carga equivalente al down, y el segundo y el cuarto al up. Todos ellos con número bariónico igual a $1/3$, y con el signo opuesto sus respectivas antipartículas.

ESAS FUERZAS QUE SUCEDEN EN LOS NÚCLEOS ATÓMICOS

Los quarks, hasta donde sabemos, son constituyentes elementales de los hadrones. Y, al poseer carga eléctrica, generan un campo cuántico electromagnético. Es decir, emiten y absorben fotones, como proceso elemental que hace posible su interacción con otras partículas también cargadas. Como los electrones, los quarks también pueden ser producidos por fotones suficientemente energéticos, si bien en parejas de una partícula y una antipartícula, conservando el número bariónico. En consecuencia, si el universo estuviera gobernado solo por fuerzas electromagnéticas, cualquier exceso en número de bariones respecto a antibariones tendría que permanecer inalterado a lo largo del tiempo. El «algo» que detectamos hoy tendría que haber existido ya en el principio, como una condición inicial del Big Bang. Esta conclusión es profundamente insatisfactoria desde el punto de vista científico; si cabe más aún por el carácter residual, muchos órdenes de magnitud más pequeño, que el número de fotones primordiales de ese exceso en el número bariónico. Pero ¿y las otras fuerzas que gobiernan procesos e, incluso, han dominado durante ciertas fases nuestro universo? (La figura 2

FIG. 2



Esquema de las cuatro fuerzas que componen el modelo estándar.

ilustra las cuatro fuerzas fundamentales constituyentes del modelo estándar.)

Empecemos por la fuerza fuerte, aunque esta sería la última en ser postulada como una teoría cuántica de campo, en la década de 1970. Los quarks, además de carga eléctrica, debían poseer alguna otra suerte de carga responsable del campo que los ligaba formando hadrones. El físico y profesor estadounidense Oscar Greenberg había sugerido primero la necesidad de un número cuántico adicional con objeto de explicar la estructura en términos de quarks de un barión, llamado Δ^{++} , que parecía violar el principio de exclusión de Pauli. Posteriormente, otros dos físi-

cos, el surcoreano Moo-Young Han y el nipón Yoichiro Nambu, sugirieron que la conservación de dicho número cuántico estaba en la base de una nueva simetría respecto a nuevas transformaciones, lo que permitía explicar cómo se ordenaban los quarks respetando el principio de Pauli. Y, finalmente, el físico teórico alemán Harald Fritzsch y el mismo Murray Gell-Mann identificaron ese número cuántico en 1970, que denominaron *color*, con la fuente del campo cuántico de la fuerza fuerte. Las operaciones asociadas a la simetría de color tenían la estructura matemática de un grupo de Lie que se conoce como $SU(3)$. Aunque no podamos profundizar aquí en el concepto de grupo de Lie ni en la definición del grupo $SU(3)$, sí debemos mencionarlos por su relevancia y enfatizar la idea subyacente: *la simetría en la evolución dinámica de los campos cuánticos determina la interacción*. La teoría basada en esta simetría fue bautizada como cromodinámica cuántica (*Quantum Chromodynamics*, QCD). Previamente, la QED había sido construida formalmente sobre la base de una simetría asociada, en este caso, a la conservación de la carga eléctrica. Las transformaciones de esta simetría tenían la estructura de un grupo de Lie más sencillo, denominado $U(1)$. El campo electromagnético resultaba de imponer dicha simetría a la evolución dinámica de los campos para fermiones cargados; siendo el fotón el cuanto de dicho campo y el bosón que portaba la interacción. De modo análogo, la simetría $SU(3)$ generaba el campo cuántico de color, cuyos cuantos fueron denominados *gluones* (del inglés *glue*, «pegamento»). La mayor complejidad de las transformaciones de $SU(3)$ conducían a la introducción de tres tipos diferentes de estados de carga o colores y ocho tipos diferentes de gluon, todos con carga de color. En esencia, un quark era una partícula *coloreada* que podía ser *roja*, *azul* o *verde* (para seguir con la analogía pretendida con la denominación del número cuántico), y los gluones *coloreaban* a los quarks, mutándolos de rojo a azul o a verde, o con cualquier otra combinación. Los gluones hacían fluir el color, portándolo así mismo. Al contrario que los fotones, que acarrean la interacción electromagnética pero no poseen carga eléctrica, los gluones portan la interacción fuerte generada por el color y poseen carga de color. Por tanto,

los gluones interactúan entre sí. Un proceso elemental podría ser, por ejemplo, aquel en el que dos gluones, uno cambiando el color rojo por el verde (se dice técnicamente que porta colores rojo y anti-verde) se fusione con otro que cambie el verde por el azul, generando un nuevo gluon que cambia el rojo por el azul. Esta es una característica fundamental de la fuerza fuerte y tiene su origen en la complejidad del grupo $SU(3)$.

Una de las principales consecuencias de la naturaleza coloreada de los gluones es la que sigue. Cuando un quark emite un gluon virtual, este puede dar lugar a una pareja de quark y antiquark virtuales que luego se aniquilarían, generando de nuevo el gluon virtual que porta la interacción.

Esto puede repetirse infinidad de veces y a diferentes niveles (los quarks virtuales pueden, por ejemplo, intercambiarse un gluon que, a su vez, puede emitir nuevas parejas de quarks y así hasta el infinito). Tantas como lo autorice el principio de indeterminación y la energía del gluon emitido. Cuanto mayor es dicha energía, y mayor por tanto la transferencia de momento con cualquier otro quark que lo absorba, menor será el intervalo de tiempo permitido por el principio de indeterminación y menor, por tanto, la distancia que pueda mediar entre los quarks interactuantes. A mayor momento transferido, menor será el alcance de la interacción. Y viceversa. Todo lo anterior, sin embargo, es análogo en el electromagnetismo donde, cambiando quark por electrón y gluon por fotón, se tiene el mismo mecanismo. Sin embargo, los gluones también pueden producir más gluones. En realidad, el proceso de producción de gluones virtuales domina sobre el de producción de quarks virtuales. El resultado es que los gluones, generando más gluones, refuerzan el transporte de color y hacen que la intensidad del campo cuántico fuerte aumente cuando los quarks se separan y disminuya cuando se acercan. En uno de los límites, a distancias

La realidad retrocede cuando la golpeas. Eso es exactamente lo que hacemos los físicos en los aceleradores de partículas. Tras miles de golpes a lo largo de muchos años, hemos formado una teoría coherente de la materia y las fuerzas, llamada modelo estándar, que actualmente concuerda con todas las observaciones.

VICTOR J. STENGER

típicas del interior de un hadrón (inferiores a la milbillonésima de metro) la interacción fuerte se apaga y los quarks se comportan como partículas libres. En el otro, cuando se alejan a distancias que exceden el tamaño medio del hadrón, la fuerza fuerte se hace tan intensa que los quarks no pueden escapar, permaneciendo *confinados*. Lo anterior es una imagen muy simplificada. En realidad, el mecanismo dicho de confinamiento, por el cual los quarks solo se presentan en combinaciones de tres (bariones) o dos (mesones), no ha sido aún comprendido del todo. En cualquier caso, la fenomenología dicta que no se hallan quarks aislados y que solo son posibles estados ligados con combinaciones neutras de color (es decir mezclando rojo, verde y azul o un color y su anticolor). Por la misma razón, los gluones, también coloreados, tampoco pueden viajar libremente como los fotones; y forman agregados o son constituyentes de los hadrones, en virtud del mecanismo que hemos desarrollado más arriba. Todo ello es consecuencia de la complejidad del grupo SU(3) de simetría.

En el universo temprano, sin embargo, a temperaturas de un billón de grados, menos de una billonésima de segundo después del Big Bang, los quarks y los gluones debían hallarse en una fase no confinada, en un estado diferente de la materia, formando una especie de «sopa coloreada» que recibe el nombre de *plasma de quarks y gluones*. El acelerador de partículas más grande y potente que ha construido jamás el hombre, el LHC (*Large Hadron Collider*, Gran Colisionador de Hadrones), ubicado cerca de Ginebra y gestionado por la Organización Europea para la Investigación Nuclear (*Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*, el CERN), capaz de producir colisiones a energías de 14 billones de electronvoltios, puede recrear las condiciones extremas de esta fase temprana y proporcionar una observación directa de su fenomenología.

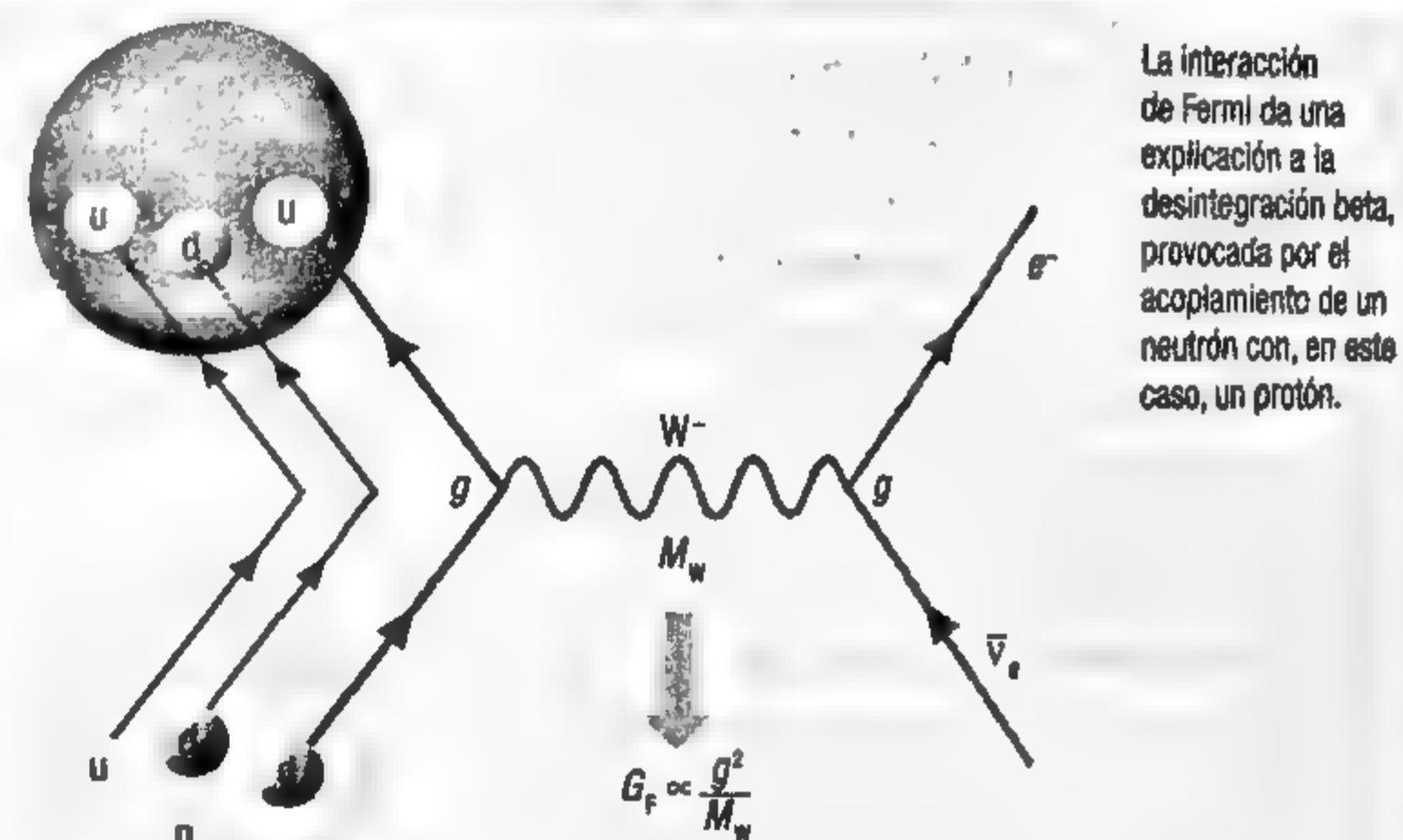
La tercera fuerza que compone el modelo estándar, la fuerza débil, es la responsable de la desintegración del neutrón. En realidad, el proceso elemental en la base de esta desintegración es la transformación de sabor del quark d:



LA DESINTEGRACIÓN BETA Y LA FUERZA DÉBIL

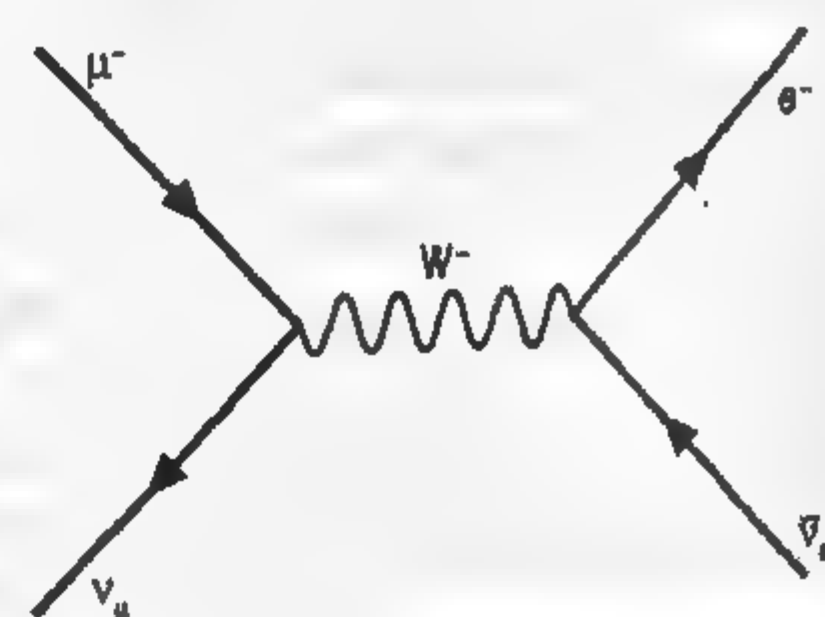
La desintegración beta se explica a partir de procesos elementales del modelo estándar gobernados por la fuerza débil. El neutrón está formado por dos quarks d y un quark u. Uno de los quarks d se convierte en u, emitiendo un bosón W^- , siendo las partículas resultantes un protón formado por la combinación de quarks u, u y d, más el par e^- y $\bar{\nu}_e$ producido por la mediación del bosón W^- . El mismo proceso había sido descrito por Enrico Fermi, de una manera efectiva, a partir de la interacción de cuatro fermiones: protón, neutrón, electrón y neutrino. La constante de acoplamiento efectiva de la interacción de Fermi, como puede verse en la figura 1, combina la constante de acoplamiento g de la fuerza débil con la masa del bosón W intercambiado, $G_F \propto g^2/M_W^2$. Del mismo modo, la desintegración del muon, $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$, puede interpretarse en el modelo estándar a partir de un proceso elemental representado por el diagrama de Feynman de la figura 2. Como se puede observar, dicho proceso elemental es completamente análogo al de la desintegración beta.

FIG. 1



Este diagrama de Feynman representa la desintegración de un muon.

FIG. 2



de tal modo que la combinación udd del neutrón pasa a uud, que corresponde al protón. Dicho proceso elemental está originado por la emisión por parte del quark d de un nuevo tipo de bosón, asociado a un nuevo tipo de carga que recibió el nombre de *isospín débil*, el cual, además de actuar sobre el isospín, portaba carga eléctrica. Pero, en este caso, este nuevo bosón conecta al quark con leptones que, en consecuencia, también portan carga de isospín débil. Ya hemos señalado al electrón como leptón, cargado eléctricamente en este caso. El neutrino, la partícula introducida por Pauli precisamente para dar

No podemos seguir llamando «partícula de Dios» al bosón de Higgs porque ahora tenemos la certeza de que existe.

SEAN CARROLL

cuenta de la fenomenología en las desintegraciones beta, operadas por la fuerza débil, es también un leptón, aunque eléctricamente neutro. En el ejemplo anterior, el quark d emite un bosón virtual con carga eléctrica negativa, igual al electrón, que será absorbido por un neutrino que, como resultado, se transformaría en un electrón. El proceso conserva la carga eléctrica y los números leptónicos y bariónico, como puede fácilmente comprobarse.

La descripción del anterior proceso pone claramente de manifiesto que, desde el punto de vista del isospín débil, los quarks u y d son dos estados distintos de la misma entidad (técnicamente denominado *doblete*), al igual que el electrón y el neutrino. Del mismo modo, los quarks s y c, y el muon (la partícula descubierta por los estadounidenses Carl D. Anderson y Seth Neddermeyer) y un segundo neutrino forman dos nuevos dobletes, respectivamente, de quarks y leptones. Y aún existen dos dobletes más, constituidos por los quarks b y t, y un tercer leptón cargado, denominado τ (tau) y su correspondiente tercer neutrino. Por su parte, el bosón que porta la interacción genera la transformación de simetría asociada a la conservación de la carga de isospín débil, conectando diferentes estados, como el fotón genera las asociadas a la carga eléctrica o el gluon las de la conservación de color. En el caso de la fuerza débil, atendiendo a la ordenación en dobletes de los estados, el grupo de simetría adecuado es el grupo de Lie notado como SU(2). De la estructura de dicho

grupo, se obtiene que el número de bosones, en este caso, es tres. Llamémosles W^+ , W^- y W_3 . Los dos primeros son los bosones eléctricamente cargados a los que nos hemos referido antes, necesarios para explicar las desintegraciones beta de núcleos radiactivos. El tercero es un bosón neutro que, tal como sugirió el físico estadounidense y profesor de las universidades de Harvard y Boston Sheldon Lee Glashow en 1961, puede combinarse con el otro bosón neutro portador de interacciones, el fotón.

En realidad, Glashow y, posteriormente, sus colegas Steven Weinberg y Abdus Salam, en 1967 y 1968, respectivamente, propusieron una unificación de las interacciones electromagnéticas y débiles que implicaba la existencia de una simetría U(1) asociada a la conservación de una propiedad cuántica, denominada *hipercarga*; y la simetría de isospín débil. Ambas simetrías podían combinarse para mezclar el bosón neutro de U(1) y el W_3 . El resultado de esa mezcla serían dos nuevos bosones, a saber, el fotón y un bosón neutro portador de la fuerza débil que fue bautizado como Z^0 . Además, Weinberg y Salam incorporaron un mecanismo, que toma su nombre de uno de sus proponentes, el conocido físico británico Peter Higgs (que da nombre al bosón de Higgs), con objeto de romper de manera espontánea la simetría SU(2), por la acción de un campo de espín cero (escalar) denominado de Higgs. Esta ruptura era absolutamente crucial, dado que implicaba la adquisición de masas de los tres bosones portadores de la fuerza débil. Puesto que el alcance de las interacciones débiles era tal que sus efectos se circunscribían al interior de los hadrones, la naturaleza masiva de estos bosones era imprescindible. Un bosón sin masa puede, en cambio, transferir un momento tan pequeño como sea necesario, de suerte que la energía de la partícula virtual sea suficientemente pequeña para que el principio de indeterminación autorice una interacción a cualquier distancia, por lejana que esta sea. Exactamente eso es lo que sucede con el fotón, cuyo carácter no masivo nos indica que el mecanismo de Higgs no rompe la simetría, con estructura de grupo U(1), asociada a las transformaciones que resultan de la mezcla del bosón de hipercarga y el W_3 . Son, por tanto, las transformaciones asociadas a la conservación de la

EL MECANISMO DE HIGGS

El mecanismo de Higgs fue originalmente introducido para explicar el contraste entre el corto alcance de las fuerzas nucleares con la mayor área de influencia de las electromagnéticas. Aunque mayoritariamente nos referimos a este mecanismo por el nombre de uno de sus inventores, Peter Higgs, este fue propuesto de manera simultánea por varios autores. La primera publicación corresponde a Robert Brout y François Englert, a la que sucedió la de Higgs y, a continuación, la de Tom Kibble, Gerald Guralnik y Carl Richard Hagen. Todas ellas aparecieron en 1964 y de modo completamente independiente. La coincidencia no es extraña, puesto que el problema, relacionado con las simetrías en física de partículas, era muy debatido en la época. El corto alcance de la fuerza débil se explica mediante la generación de masas grandes para los bosones encargados de propagarla. Ello se consigue a partir de la ruptura de la simetría asociada a la interacción. Previamente, Yoichiro Nambu en 1960 y Philip W. Anderson en 1963 habían sugerido que la idea de la ruptura de la simetría en los superconductores podría extrapolarse a la física de partículas. Posteriormente, en 1967, Steven Weinberg y Abdus Salam incorporaron el mecanismo al modelo estándar, donde desempeña un papel esencial.

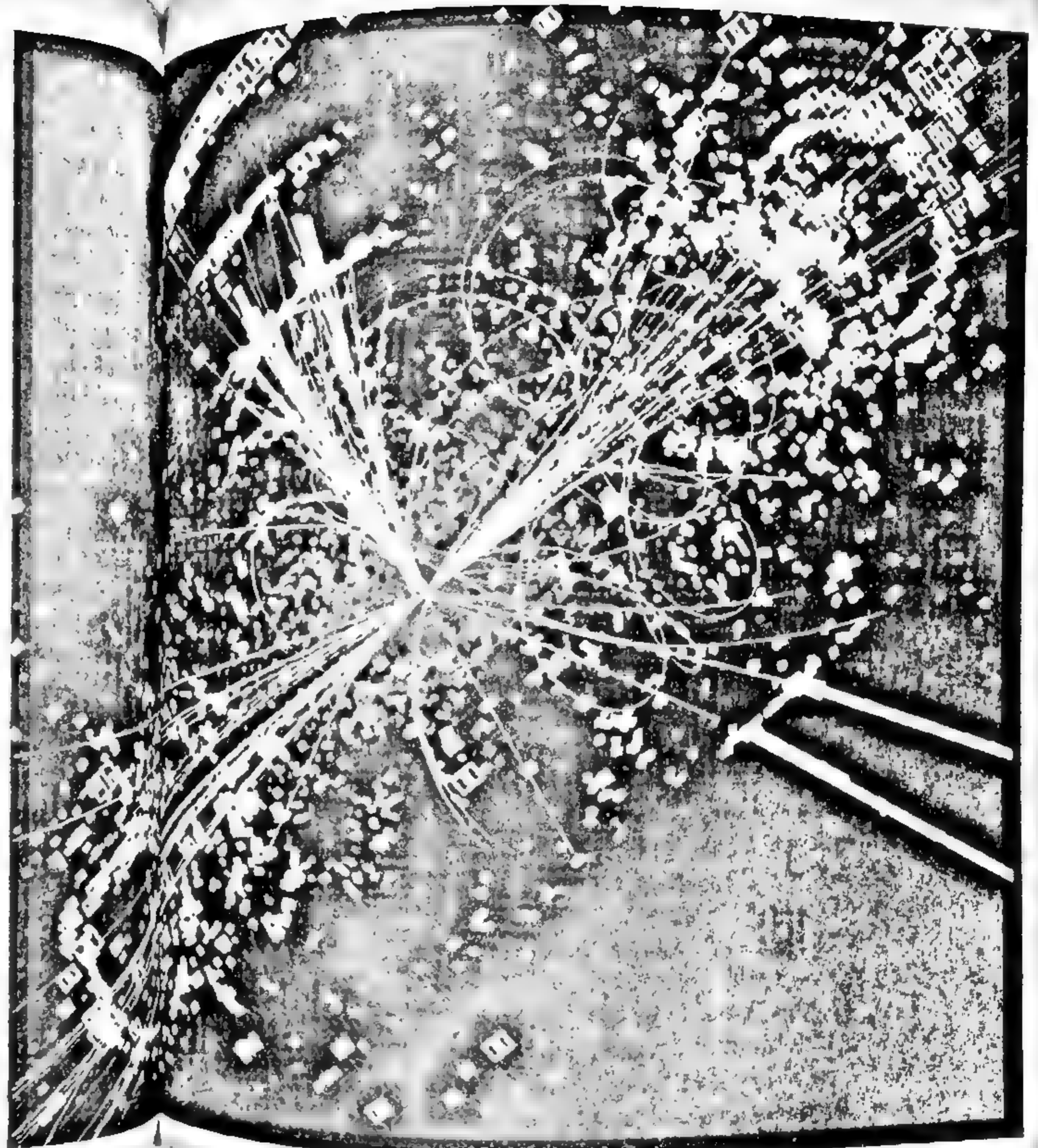
Estableciendo las masas

A partir del mecanismo de Higgs se predijeron las masas de los bosones W^\pm y Z^0 , cuyo posterior descubrimiento en el CERN (en torno a 80 GeV, como estaba previsto) supuso uno de los mayores éxitos del modelo estándar. El resto de las masas se han ido determinando progresivamente, hasta concluir con la del propio bosón de Higgs (confirmado en 2013), para la cual fue precisa la entrada en funcionamiento del LHC en el CERN.

Un bosón fruto del esfuerzo colectivo

El descubrimiento del bosón de Higgs ha sido sin duda el más esquivo de la física de partículas hasta el momento. El premio Nobel de 2013 por su hallazgo se concedió a los primeros en publicar su mecanismo teórico, François Englert y Peter Higgs (Robert Brout falleció en 2010). Sin embargo, el trabajo experimental hay que atribuirlo al esfuerzo colectivo de, quizá, miles de investigadores que han conformado múltiples equipos internacionales, sin que sea fácil destacar algún líder en particular.

Reconstrucción de un evento en el que se genera un bosón de Higgs en el detector CMS del LHC en el CERN. El evento es producido por la colisión de un protón con un antiprotón. Las líneas identifican posibles canales de desintegración y los pequeños cuadros de energía depositada en el detector.



carga eléctrica y generan el campo cuántico electromagnético. Glashow, Weinberg y Salam fueron galardonados con el premio Nobel de 1979, y Higgs, junto a François Englert, recibió el de 2013, inmediatamente después de que, ese mismo año, el cuanto asociado al campo de Higgs fuera hallado en el acelerador LHC.

La interacción que resulta de la unificación de las fuerzas débil y electromagnética se conoce como electrodébil y queda rota por el mecanismo de Higgs. Los físicos también se refieren al proceso como ruptura de la simetría electrodébil y, como resultado de él, las dos fuerzas unificadas se separaron. Dicho proceso debió producirse en algún momento entre una billonésima y una millonésima de segundo después del Big Bang. Antes de eso, incluso la fuerza fuerte debía estar acoplada a la electrodébil, como una única fuerza unificada. La transición de fase electrodébil, como veremos más adelante, jugará un papel muy relevante para el problema que nos ocupa.

Otra propiedad crucial de la fuerza electrodébil radica en cómo afecta a la materia según su *quiralidad*. En el capítulo anterior nos hemos referido al concepto de helicidad como la propiedad de un electrón que mide la proyección del espín sobre la cantidad de movimiento. La helicidad no es una propiedad invariante frente a cambios de sistemas de referencia, no es una invariante relativista, dado que una transformación puede invertir el sentido de la cantidad de movimiento. La quiralidad puede entenderse como la helicidad de una partícula cuando su velocidad puede alcanzar el límite de la velocidad de la luz. Así, ambas propiedades son equivalentes para partículas sin masa, como el fotón, o tienden a equivaler cuando sus masas se acercan a cero. Como la helicidad, la quiralidad puede tomar dos signos, dependiendo de qué espín y cantidad de movimiento (o velocidad) se hallen alineadas o antialineadas. O, dado que el espín es un momento angular y puede ser intuitivo como una rotación, la quiralidad puede ser *levógira* o *dextrógira* (es decir, rotar a derechas o a izquierdas, tomando como referencia la dirección de la cantidad de movimiento). Con este criterio, la fuerza débil únicamente afecta a los fermiones levógiros. Y a los antifermiones dextrógiros. Abundaremos sobre todo esto más adelante.

SIMETRÍAS DISCRETAS Y LAS CONDICIONES DE UN FÍSICO PACIFISTA

La simetría, que fue el principio organizador que sirvió para la ordenación sistemática de los hadrones y reveló su estructura interna, permitió también establecer un marco unificado para construir una teoría completa de las interacciones. La naturaleza de cada fuerza, formulada en términos de un campo cuántico, estaba determinada por la simetría de la evolución dinámica de los mismos bajo ciertas transformaciones. Estas transformaciones tenían la estructura matemática de grupos de Lie, y como tal, podían construirse como una suma continua de pequeñas variaciones, controladas por un parámetro que se identificaba con la carga que generaba la fuerza, eléctrica, de isospín débil o de color; del mismo modo, una rotación cualquiera puede construirse como la suma de pequeñísimas rotaciones de ángulos que varían de forma continua.

Existen otro tipo de simetrías, ya introducidas, que resultan de transformaciones discretas, que están asociadas a la conservación de cantidades que, como el número bariónico o el número leptónico, pueden contarse (sus valores pueden relacionarse uno a uno con los números naturales). La conservación de estas cantidades simplemente constata el hecho de que no se observe en la naturaleza la creación neta de bariones o leptones y explica que estos siempre se produzcan en parejas de partícula y antipartícula. En la formulación moderna de las interacciones, la conservación de una cantidad está conectada con la simetría de las mismas frente a alguna transformación. Si la cantidad varía de forma continua, también lo hacen las transformaciones. La conservación de la carga eléctrica, por ejemplo, está conectada a la simetría $U(1)$ que define la interacción electromagnética. Cuando la cantidad varía de forma discreta, la transformación también lo hace. La conservación del número bariónico, por ejemplo, está conectada al hecho de que las leyes de la naturaleza no varían con una transformación del número de bariones. En general, las simetrías discretas se expresan como transformaciones sobre las partículas, su número o alguna otra propiedad discreta.

Recordemos que los componentes elementales de la materia son quarks y leptones, todos ellos fermiones de espín $1/2$, con carga eléctrica a excepción del neutrino. Además, se pueden presentar dos estados de quiralidad, el levógiro, representado por la letra L (cuando, en el límite de masa nula, el espín de la partícula se opone a su velocidad) y el dextrógiro o R (cuando espín y velocidad están alineados). La conjugación de carga que, como hemos dicho antes, transforma una partícula en su antipartícula, tiene el efecto de invertir el signo de la carga. En partículas elementales el efecto es obvio, pero en partículas compuestas la transformación también produce un efecto, aun cuando la partícula sea neutra. Por ejemplo, para un neutrón cuya composición es udd, la conjugación de carga produce otra partícula distinta, también neutra: el antineutrón, compuesto por $\bar{u}\bar{d}\bar{d}$. Recordemos que el neutrón se desintegra en un protón, un electrón y un antineutrino, mientras que el antineutrón lo hace en un antiprotón, un positrón y un neutrino. Todos los fermiones elementales que intervienen en las interacciones electromagnética y fuerte poseen carga eléctrica. En consecuencia, la violación de C en los procesos gobernados por estas fuerzas equivaldría a la violación de la propia conservación de la carga, que es una propiedad fundamental en la base de las transformaciones de simetría que explican la QED. Dicha violación está fundamentalmente excluida. En cambio, en la interacción débil interviene el único fermión elemental neutro, el neutrino. Sobre este último el efecto de C es mucho menos obvio y, como veremos más adelante, la interacción débil no es simétrica bajo estas transformaciones.

La paridad actúa sobre las componentes L y R de cada partícula. Puesto que la inversión espacial invierte la cantidad de movimiento, dichas componentes se intercambian. Como ocurría para la conjugación de carga, las interacciones fuerte y electromagnética no levantaban sospechas en lo que a la violación de la simetría frente a paridad se refiere. La razón inmediata es que ninguna de ellas distingue entre fermiones con una quiralidad u otra. La fuerza fuerte o electromagnética actúa del mismo modo sobre fermiones levógiros o dextrógiros. La interacción débil, en cambio, no. Esta ruptura o violación de la paridad re-

sulta tan poco intuitiva que los físicos no prestaron atención al sesgo en los datos experimentales inducidos por la selección de quiralidad en los procesos gobernados por la fuerza débil. Hasta que tuvo lugar en 1956 el experimento de Chien-Shiung Wu, una física de origen chino y nacionalizada estadounidense. El experimento de Wu demostró, en la desintegración beta producida por núcleos de cobalto-60 polarizados (los espines están orientados en torno a un determinado eje de simetría) por un campo magnético, la existencia de un sesgo inconfundible en la quiralidad de los electrones emitidos respecto a la polarización de los fotones que también se producían simultáneamente, fruto del decaimiento del núcleo de níquel-60 resultante. Dicho sesgo se ponía claramente de manifiesto, dada la orientación del espín según el campo magnético, por la dirección espacial de emisión que revelaba la orientación de la cantidad de movimiento y, por tanto, la quiralidad de la partícula. Las observaciones de Wu, confirmadas rápidamente en muchos otros laboratorios, permitieron concluir que solo los fermiones con quiralidad L intervienen en la interacción débil. Del mismo modo, solo los antifermiones con quiralidad R lo hacen.

Si el neutrino no fuera más que el leptón neutro que resulta de la interacción débil, únicamente existiría su componente de quiralidad L. Como consecuencia, la acción de la paridad sobre el neutrino no produciría una partícula física. Tampoco lo haría la conjugación de carga, ya que la interacción débil solo justificaría la existencia de antineutrinos con quiralidad R. En cambio, la acción combinada de la conjugación de carga y la paridad, CP, que transformaría fermiones L en antifermiones R y fermiones R en antifermiones L, conectaría las dos componentes físicas de neutrino y antineutrino. En realidad, los procesos elementales de la interacción débil son simétricos frente a CP y justifican que la desintegración de un neutrón

$$n \rightarrow p + e_L + \bar{\nu}_R$$

y la de un antineutrón

$$\bar{n} \rightarrow \bar{p} + e_R^+ + \nu_L$$

Debemos referirnos también a otras tres simetrías discretas muy relevantes para la fenomenología de las partículas elementales. A saber, las asociadas a las operaciones de conjugación de carga, C; paridad, P, e inversión temporal, T. Las primeras implican cambiar una partícula por su antipartícula. Las segundas, el cambio de signo de las variables espaciales. Así, la aplicación de la paridad pone a las partículas, y a los campos cuánticos que las representan, delante de un espejo, transformándolos en su imagen especular. La última consiste en la inversión de la flecha del tiempo, o sea cambiar t por $-t$. Esta operación de simetría se suele visualizar como el montaje al revés de una película, de fin a principio. Aplicada a una partícula, actúa invirtiendo el sentido de la velocidad y, por tanto, del momento.

Las simetrías discretas juegan un papel esencial en la explicación del «algo» residual que justifica la existencia de materia en nuestro universo actual. En particular, la conservación de los números bariónico o leptónico ha debido violarse, al menos en alguna fase muy temprana de la evolución de nuestro universo; de otra manera, el exceso de materia sobre antimateria solo puede ser una condición inicial del Big Bang. Las leyes de las interacciones tienen que permitir, de algún modo, esta violación, aunque no se hayan observado en los procesos que, hasta ahora, han sido minuciosamente estudiados en nuestros experimentos con partículas elementales. El físico ruso Andrei Sájarov, más famoso entre el gran público por su oposición pacifista al régimen soviético (que le valió el premio Nobel de la Paz de 1975), formuló de manera general el problema y, a partir de las simetrías discretas que acabamos de introducir, estableció las condiciones que debe reunir una teoría de las interacciones entre partículas elementales para explicar el exceso de bariones sobre antibariones en el universo, sin necesidad de recurrir a una insatisfactoria condición inicial. Los físicos y cosmólogos se refieren a este exceso como *asimetría bariónica* del universo, y llaman *bariogénesis* al proceso por el cual esta puede generarse. Antes de hacer mención explícita de las condiciones de Sájarov, abundaremos en las simetrías C, P y T, y en cómo actúan sobre las partículas elementales.

A CABALLO ENTRE LA FÍSICA Y LA LUCHA POR LA PAZ

Cualquier físico, especialmente aquellos para los que la Guerra Fría es un asunto de libro de texto, asocia el nombre de Andrei Sájarov (1921-1989) a las condiciones que llevan su nombre y que establecen los requisitos necesarios para explicar por qué la materia del universo domina sobre la antimateria. Muchos de ellos posiblemente ignoren que el premio Nobel de 1975 con el que fue galardonado es el de la Paz y no el de Física. Puede que tampoco sepan que es el mismo Sájarov que da nombre al premio para la Libertad de Conciencia otorgado por el Parlamento Europeo. Sin embargo, Sájarov trabajó tan intensamente y resultó tan prolífico en el mundo de la física como decidido fue su compromiso con el pacifismo y con la lucha por los derechos humanos.

Un cosmólogo activista

Entre 1948 y 1962 trabajó y contribuyó de manera importante al programa de armamento nuclear soviético. Sin embargo, en la década de 1960 se posicionó como un activo antimilitarista, promoviendo los tratados de desarme nuclear. A partir de 1965 se dedicó a la investigación básica en cosmología y física de partículas, sin dejar de lado su activismo en pro de los derechos humanos. Ello le costó el exilio siberiano, del que solo fue eximido en plena era Gorbachov, en 1986. Murió en 1989, a tiempo para presenciar la caída del muro de Berlín. En la actualidad, es mucho más recordado por sus trabajo en ciencia básica que por su participación en el programa soviético para el desarrollo de la bomba de hidrógeno.



Sájarov siendo entrevistado durante una conferencia en la Academia de Ciencias de la URSS en marzo de 1989.

sean procesos idénticos, que se encuentran conectados por la simetría CP.

La violación de la simetría CP (en la figura 3, esquema del Laboratorio Nacional de Aceleradores SLAC, donde se estudia este fenómeno) implica esencialmente un comportamiento distinto de una partícula respecto de su antipartícula. Dicha violación fue puesta de manifiesto por primera vez en 1964 por los estadounidenses James Cronin y Val Fitch (quienes recibieron por ello el premio Nobel de Física en 1980), en sus cuidadosos estudios de la desintegración de kaones. El fenómeno pudo explicarse dentro del marco del modelo estándar, a partir de un mecanismo complejo que hace intervenir a la denominada matriz CKM (en honor del físico italiano Nicola Cabibbo y dos colegas japoneses, Makoto Kobayashi y Toshihide Maskawa), que expresa cierta información sobre el ritmo de las fluctuaciones de sabor inducidas por la fuerza débil. En este punto basta decir que la violación de CP también implica la violación de T. En realidad, los experimentos de Cronin y Fitch probaron explícitamente la violación de T e, indirectamente, la de CP. El modelo estándar de las interacciones fundamentales resulta ser simétrico frente a la combinación de las tres transformaciones, CPT. En el marco del mismo, ambas interacciones, la fuerte y la electromagnética, son simétricas frente a cada una de estas operaciones por separado. En cambio, la interacción débil solo lo es frente a la combinación de las tres.

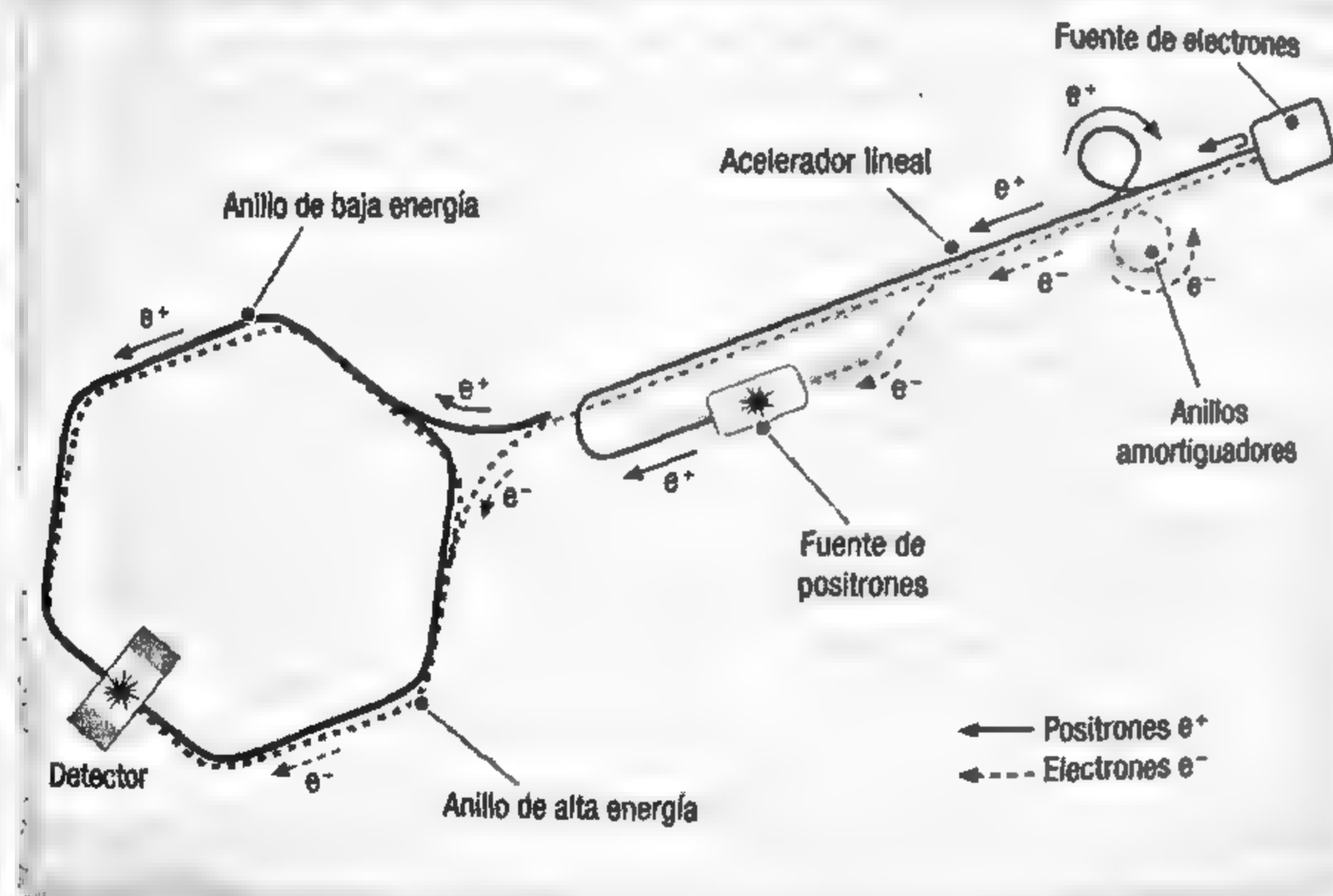
Aun antes de que el modelo estándar se hubiera completado, Sájarov publicó en 1967 un breve pero inspirador artículo cuyo título puede traducirse por «Violación de la simetría CP, asimetría C y asimetría bariónica del universo», en el que formulaba las condiciones de simetría (o asimetría en este caso) que una teoría de las interacciones fundamentales debe reunir para poder explicar la asimetría bariónica. Estas condiciones, dichas de Sájarov, son los pilares básicos de la bariogénesis, que se enumeran como sigue:

1. Violación del número bariónico, B. Condición obviamente necesaria aunque no suficiente, dado que la preservación de la simetría C conduciría a violaciones opuestas en signo que se cancelarían y anularían cualquier exceso del número bariónico.
2. Violación de C y CP. En esencia, y sin entrar en detalles muy sofisticados, esta condición exige que la tasa de desintegración de una partícula dada, sea X, difiera de la de su antipartícula:

$$\Gamma(X \rightarrow ff) \neq \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{f}\bar{f}),$$

donde f representa a los fermiones producto de la desintegración y Γ indica la tasa de desintegración.

FIG. 3



Esquema de la B-factory en el Laboratorio Nacional de Aceleradores SLAC. Ubicado en Menlo Park, California, su objetivo es el estudio de las propiedades de los quarks, entre ellas la violación de CP.

3. Finalmente, es necesario que las reacciones que puedan violar C y CP se den fuera del equilibrio térmico. De lo contrario, el equilibrio térmico impondría la simetría T e, indirectamente, CP, de suerte que los procesos anteriores podrían revertirse borrando los efectos de cualquiera de las dos condiciones anteriores.

En el capítulo siguiente abundaremos sobre los detalles de cómo una teoría que satisface estas tres condiciones puede explicar un exceso en el número bariónico. Y, sobre todo, analizaremos si un universo en expansión, gobernado por las fuerzas unificadas en el modelo estándar, ha podido generar durante la primera millonésima de segundo después del Big Bang la asimetría bariónica necesaria para explicar ese «algo» de nuestro universo presente.

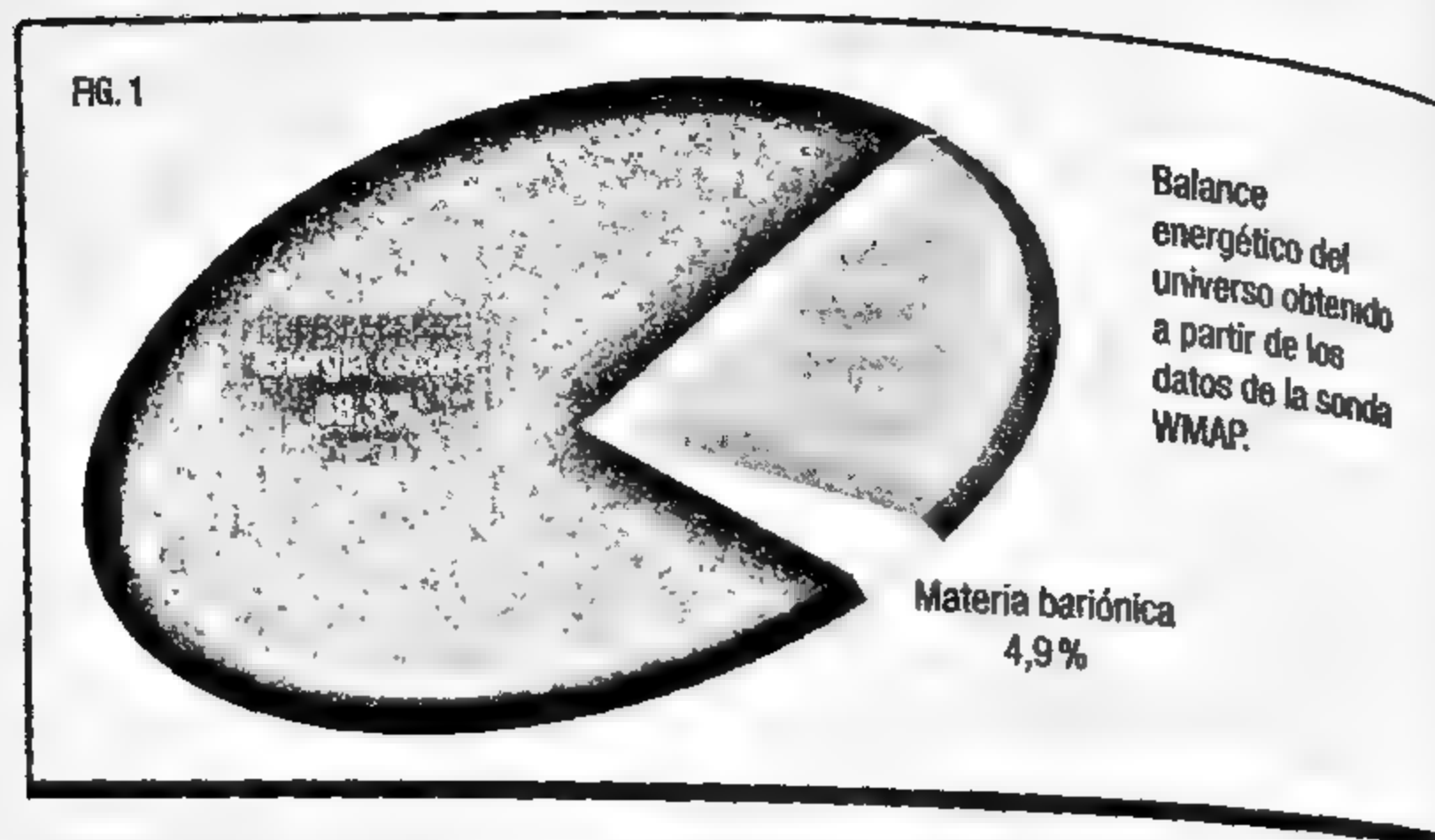
CAPÍTULO 4

Bariogénesis: el origen de la asimetría entre partículas

Si hoy hay «algo» en lugar de «nada» y existen galaxias que poseen sistemas solares orbitados por planetas como el nuestro, se debe fundamentalmente a cómo evolucionó el universo en su primera billonésima de segundo. La bariogénesis explica hipotéticamente qué pasó en esos primeros instantes.

Ciertamente, sobre gran parte de lo que pudo ocurrir durante ese ínfimo intervalo de tiempo que siguió al Big Bang, solo podemos especular. Como ya hemos mencionado, el súper acelerador LHC del CERN puede recrear las condiciones de un universo a un billón de grados, más o menos al cabo de esa primera billonésima de segundo, en la que los quarks y los gluones constituían un plasma de partículas relativistas. Pero antes de eso, muy por encima de esa temperatura, únicamente podemos apoyarnos en nuestras teorías y extrapolar sus resultados a energías que nunca han sido puestas experimentalmente a examen. Fue durante ese intervalo cuando tuvo que generarse el exceso de materia sobre antimateria. Y, más tarde, roto el equilibrio de la una y la otra a consecuencia de la radiación, se generó la materia bariónica que hoy, según estimamos, constituye un 4,9% del balance energético total del universo (figura 1); el 95,1% restante lo componen la materia y la energía oscuras, de las que no nos ocuparemos aquí.

La asimetría bariónica del cosmos se estima con relativa precisión a partir del estudio meticuloso del fondo cósmico de radiación de microondas, en un rango de entre uno a tres bariones



por cada mil millones de fotones. Pero hagamos un pequeño paréntesis en este punto. Dicha estimación se basa en la idea de que toda la materia nuclear que dejó su huella en el fondo cósmico de radiación era realmente bariónica y no antibariónica. ¿Podemos estar seguros de ello? Planteado de otro modo, ¿sería posible un escenario alternativo en el que algún mecanismo separara los quarks de los antiquarks, evitando su aniquilación mutua y generando regiones espaciales diferentes, dominadas por los unos o los otros? De serlo, podríamos imaginar que, en ciertas regiones, los primeros habrían generado los protones y neutrones que habrían desencadenado la nucleosíntesis primordial que hemos descrito; mientras, en otras regiones, los segundos habrían dado lugar a antiprotones y antineutrones, y a una suerte de antinucleosíntesis primordial que produciría antihidrógeno y antihelio. Así, podrían coexistir hoy galaxias y gas y polvo interestelar de origen bariónico y antibariónico, de forma que la asimetría bariónica del universo podría ser mucho menor o incluso nula. Nuestro problema sería entonces encontrar el mecanismo de segregación de quarks y antiquarks. No se conoce nada parecido dentro del modelo estándar de las interacciones. Pero, además, tendríamos que explicar por qué el polvo y el gas interestelar en las zonas fronterizas entre unas y otras regiones no da lugar a procesos de aniquilación cuya radiación resultante podamos detectar inequívocamente.

Se han llevado a cabo observaciones de áreas del cielo lo suficientemente extensas como para descartar, casi con toda certeza, la existencia de estas áreas fronterizas. También tendríamos que justificar por qué antipartículas provenientes de esas regiones antibariónicas no contribuyen a la radiación cósmica primaria (la observación directa nos dice que solo nos llega un antiprotón por cada 3 000 protones, lo que es absolutamente compatible con los procesos astrofísicos conocidos).

Por tanto, nuestras observaciones descartan razonablemente un escenario de segregación y apuntan a la existencia de una asimetría bariónica que puede estimarse con fiabilidad a partir del fondo cósmico de radiación de microondas. ¿Pudo generarse dicha asimetría en un universo gobernado por las leyes del modelo estándar? La cosmología moderna nos dice cuándo debemos mirar y, de la mano de Sájarov, nuestro conocimiento de las leyes para las interacciones fundamentales entre partículas elementales nos dice qué mirar, con objeto de responder a esta pregunta trascendental.

LAS TRES CONDICIONES DE SÁJAROV PARA EXPLICAR EL EXCESO DE BARIONES

Pospongamos el escrutinio de la primera de las condiciones formuladas por Sájarov (la violación del número bariónico) y también la tercera (ruptura del equilibrio térmico) y centrémonos en la segunda: la violación de la simetría C y la simetría CP. Ya hemos señalado que, dentro del modelo estándar, la interacción débil violaba de una manera explícita P (como había probado Wu en 1956) y C, si bien la violación del producto combinado de ambas transformaciones, CP, no resultaba tan obvia. La clave para entender como dicha violación operaba en ese marco la proporcionaron los kaones neutros.

Hasta el experimento de Cronin y Fitch (realizado junto al visitante francés de la Universidad de Princeton René Turlay y al estudiante Jim Christenson), se pensaba que los dos kaones neutros, K^0 y su antipartícula \bar{K}^0 podían transformarse el uno en el

de los quarks d y s en uno de la especie u tenía un peso relativo equivalente a la relación entre los cuadrados del coseno y el seno de un ángulo, que fue bautizado con el nombre de Cabibbo. Este ángulo resultaba de las fases a las que nos hemos referido antes. La matriz que expresaba las fases para las dos primeras familias o generaciones de quarks se completó en 1970, cuando Sheldon Glashow, junto al griego John Iliopoulos y el italiano Luciano Maiani postularon la existencia del quark c , con el propósito de explicar teóricamente la supresión observada de la desintegración de un kaón neutro en un leptón y un antileptón con la mediación, de nuevo, de dos bosones W^- y W^+ (proceso que recibió el nombre de corriente neutra). Posteriormente, en 1973, Makoto Kobayashi y Toshihide Maskawa extendieron la matriz de fases a tres generaciones de quarks, de las que hoy tenemos constancia experimental, demostrando que al menos tres eran necesarias para que una combinación no trivial de fases pudiera resultar en una violación de CP.

Actualmente, los experimentos bautizados como *BaBar* (en el Centro del Acelerador Lineal de Stanford, USA) y *Belle* (en la Organización para la investigación con Aceleradores de Altas Energías de Tsukuba, Japón) han puesto de manifiesto la violación de la simetría CP en múltiples procesos que involucran a los denominados mesones B (que incorporan al quark b). La simetría CP no ha resultado ser, por tanto, una simetría en la naturaleza y cabía preguntarse si es posible su violación también en el marco de la interacción fuerte. O, planteado de otra manera, dado que no existe ninguna evidencia experimental de violación de CP en procesos gobernados por la fuerza fuerte (al revés, las observaciones experimentales parecen apuntar que, de existir, dicha violación es prácticamente nula), ¿existe alguna razón profunda para ello? Los físicos de partículas aún debaten hoy sobre esta cuestión completamente abierta.

Una vez establecido que el modelo estándar verifica la segunda de las condiciones de Sájarov, abordaremos la primera. La violación del número bariónico, B , no tiene cabida en el modelo estándar que examinamos experimentalmente con nuestros aceleradores de partículas. Ninguna de las interacciones mezcla

quarks con leptones, resultando prohibida la desintegración de un barión, como el protón, en leptones más ligeros; tampoco conecta partículas con distinto B . No obstante, el modelo estándar que experimentamos hoy es solo el resultado de la ruptura de la simetría que unifica las interacciones débil y electromagnética. En realidad lo experimentamos desde poco menos que una billonésima de segundo después del Big Bang. Sin embargo, antes de eso, a energías más altas, las dos fuerzas estaban unificadas en la denominada electrodébil, cuya naturaleza estaba determinada por la simetría $SU(2)$ asociada a la carga de isospín débil y por la $U(1)$ asociada a la hipercarga, como ya hemos explicado. El mecanismo de ruptura de la simetría se basaba en el acoplamiento de los campos cuánticos de los bosones que se asociaban a las transformaciones de simetría con el campo de Higgs. Como resultado de ello, la naturaleza de las fuerzas antes y después de la ruptura resulta fundamentalmente alterada. Antes de la ruptura, la simetría $SU(2)$ de isospín débil garantiza que los tres bosones W carezcan de masa y, más importante aún para el propósito de explicar una asimetría bariónica, que puedan interaccionar entre sí, como lo hacían los gluones de la simetría $SU(3)$ de color; después de la ruptura, los bosones adquieren masa y la única simetría manifiesta, la $U(1)$ asociada a la carga eléctrica, no permite la autointeracción de los bosones mediadores. El paso de un universo más simétrico a otro menos simétrico, de uno regido por la fuerza unificada electrodébil y la fuerza fuerte a otro con las tres fuerzas que componen el modelo estándar ya diferenciadas, debió producirse en algún instante anterior a la billonésima de segundo posterior al Big Bang; se conoce como *transición de fase electrodébil*. El breve lapso de unificación electrodébil puede entenderse como el resultado de un delicado equilibrio energético, en el que la autointeracción de los bosones W hace posible que se formen agregados con varios dobletes de fermiones de $SU(2)$. La existencia y estructura de estos agregados es una consecuencia de la autointeracción de los bosones y del fenómeno, ya explicado para los gluones, del reforzamiento de la interacción que de ella se deriva. El físico neerlandés Gerardus 't Hooft descubrió en 1976 que algunas configuraciones

otro bajo la acción de la interacción débil, pero podían también combinarse para formar dos estados físicos detectables en la naturaleza, cada uno de los cuales conservaba CP. Las transformaciones de sabor consustanciales a la interacción débil podían hacer que el quark s del \bar{K}^0 (cuya composición de quarks es $\bar{d}s$) cambiara a d , emitiendo en el proceso dos bosones, W^- y W^+ , que servirían para cambiar el quark \bar{d} en \bar{s} , obteniéndose así el K^0 ($d\bar{s}$). K^0 y \bar{K}^0 son estados definidos únicamente por medio de la interacción fuerte, pero mezclados por la interacción débil, debido a lo cual no son verdaderamente físicos. No son los que se detectan y se desintegran en la naturaleza. Cronin y Fitch demostraron con su experimento que los dos estados físicos, formados por combinaciones de los dos kaones neutros, no conservaban CP. K^0 se transformaba en \bar{K}^0 bajo la acción de CP, pero no de la fuerza débil que, en su caso, mezclaba los dos estados de una manera ligeramente diferente (la violación de CP es significativamente pequeña). La razón de que la mezcla de sabores debida a la fuerza débil no coincidiera exactamente con la producida por CP en los sistemas de kaones neutros radica en el modo en que la fuerza débil genera el cambio de sabor de los quarks. La cuestión es de naturaleza muy técnica y su comprensión excede a las matemáticas elementales: en realidad, en el cálculo de cada proceso elemental de cambio de sabor se introducen números complejos (una extensión matemática abstracta de los números reales) de módulo unidad, denominados fases; y la operación C cambia el signo de estas fases, aunque ello no se traduce directamente en efectos físicos observables, dado que las medidas físicas se corresponden con los módulos de los números complejos que resultan. Cuando las fases se combinan de manera no trivial, por ejemplo en procesos de desintegración que pasan por estadios intermedios, el resultado es una violación explícita de CP, como ocurre en el caso de los kaones neutros. Estas fases se encuentran codificadas en la ya mencionada matriz CKM.

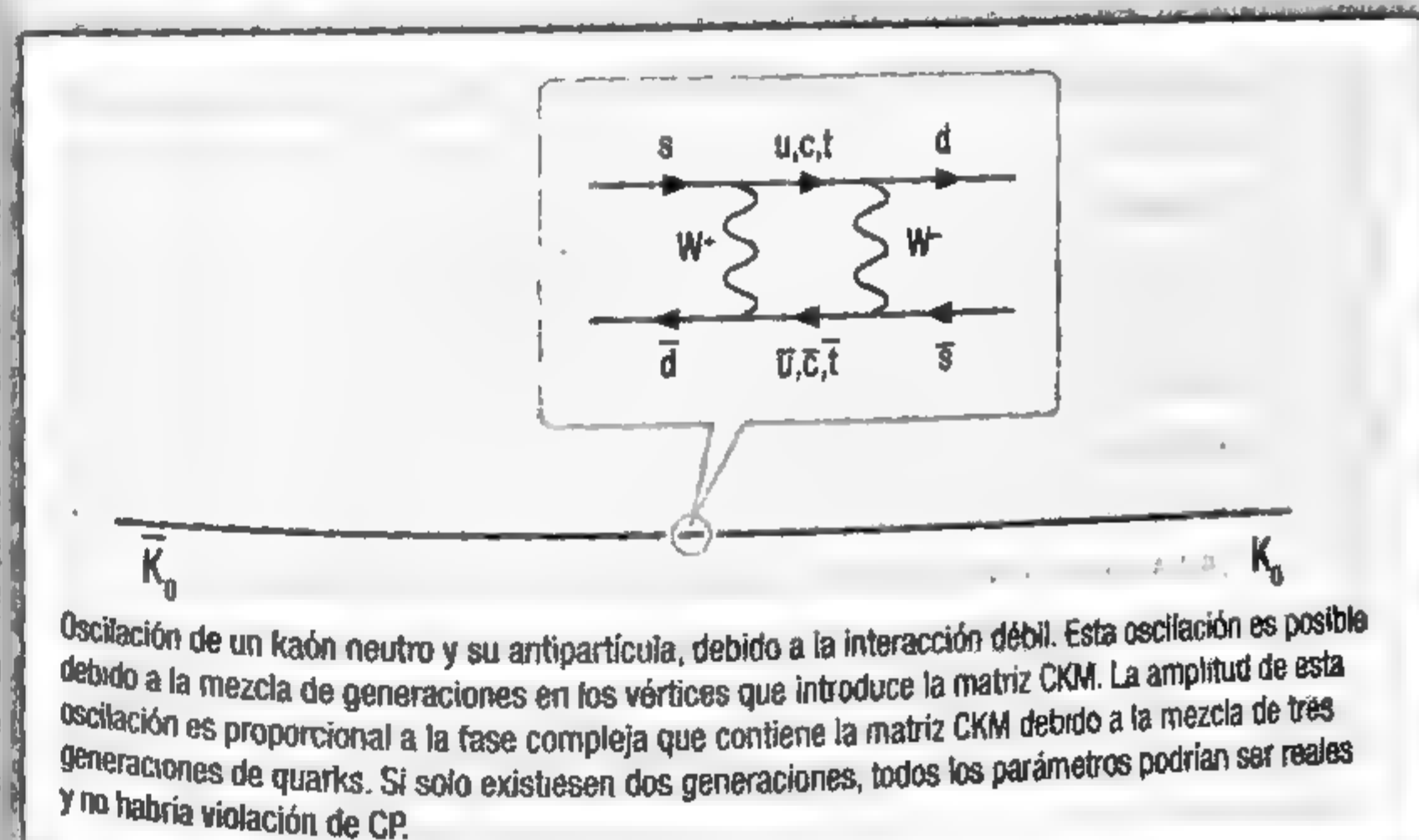
La introducción de la matriz CKM tuvo su origen en la observación por parte de Nicola Cabibbo de un fenómeno en las desintegraciones débiles de mesones que hoy, interpretado en términos de quarks, se traduce en que la tasa de desintegración

VIOLACIÓN DE CP EN LOS KAONES NEUTROS

Los kaones son mesones que fueron observados por primera vez en los rayos cósmicos en 1947. Son combinaciones del quark strange con el up (kaón cargado) o con el down (kaón neutro). Los kaones neutros, $K^0 = d\bar{s}$ y sus antipartículas $\bar{K}^0 = \bar{d}s$ son producidos mediante interacciones fuertes, y con ellos es posible construir dos estados neutros que se desintegran débilmente, los cuales fueron observados en la década de 1950. Uno de ellos, el K_L (kaón largo) tiene una vida 500 veces más larga que el corto, K_S (kaón corto, *short*). Ambos se comportan de manera diferente ante la simetría CP, desintegrándose de modos diferentes: $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ y $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$. Sin embargo, James Watson Cronin y Val Logsdon Fitch llevaron a cabo un experimento en 1964 en el que, partiendo de un haz con ambos tipos de kaones, esperaban encontrar señales con dos o tres piones bien diferenciados, puesto que la vida de uno es más corta que la del otro. Sin embargo, en la señal de los kaones de larga vida encontraron que uno de cada 500 se desintegraba en dos piones, desobedeciendo a la simetría CP. Esta violación se produce porque la desintegración débil posibilita una oscilación entre las partículas ($K^0 = d\bar{s}$) y las antipartículas ($\bar{K}^0 = \bar{d}s$) producidas en la interacción fuerte (véase la figura).

La matriz CKM

En 1973, Makoto Kobayashi y Toshihide Maskawa observaron que la violación de CP podría explicarse introduciendo una tercera generación de quarks. Así, la mezcla de sabores, explicada por Nicola Cabibbo para dos generaciones de quarks, requeriría de la introducción de una matriz compleja, a partir de la cual se podría explicar la violación de CP. Se trata de una matriz unitaria 3×3 llamada CKM en honor a sus tres inventores.



posibles, denominadas *instantones* (por estar localizadas en el espacio-tiempo), permitían la transición entre estados con distinto número bariónico. La violación resultante de ese número correspondía a un efecto puramente cuántico que, además, no podía describirse en términos de una serie sucesiva de intercambios elementales de bosones, precisamente por efecto de su autointeracción. Así, aun no existiendo un proceso elemental que conectara estados con diferente B, la violación era posible por medio de los instantones. Sin embargo, las soluciones de 't Hooft eran muy poco probables en el límite de temperatura nula y el incremento de temperatura tendía a suprimirlas. Por ello, eran irrelevantes para la consecución de una bariogénesis efectiva.

En un artículo de 1985, tres físicos teóricos rusos, Vadim Kuzmin, Valery Rubakov y Mikhail Shaposhnikov, demostraron que existía un tipo análogo de configuraciones, bautizadas como *esfalerones*, que no resultaban suprimidas por el incremento de la temperatura y que, de hecho, por encima de cierto valor crítico, alcanzarían el equilibrio térmico. Es decir, dichas configuraciones desencadenarían procesos que violarían el número bariónico manteniendo el equilibrio térmico. En cambio, la ruptura de la simetría electrodébil destruiría el equilibrio térmico para los procesos *esfalerónicos*, de modo que, por debajo de la temperatura de la transición de fase electrodébil, ya no se alteraría el número bariónico. Así, la ruptura de simetría necesaria para dotar de masa a los bosones (también a los fermiones) del modelo estándar proporcionaría un escenario potencial donde se satisfacerían las dos restantes condiciones de Sájarov: violación de B y ruptura del equilibrio térmico.

UN MECANISMO PARA GENERAR ESA ASIMETRÍA: BARIOGÉNESIS ELECTRODÉBIL

El modelo estándar reúne, por tanto, todos los requisitos necesarios para generar asimetría bariónica. ¿Cuánta? ¿Suficiente para explicar las estimaciones que se derivan del análisis minucioso del fondo cósmico de microondas? Una respuesta argumenta-

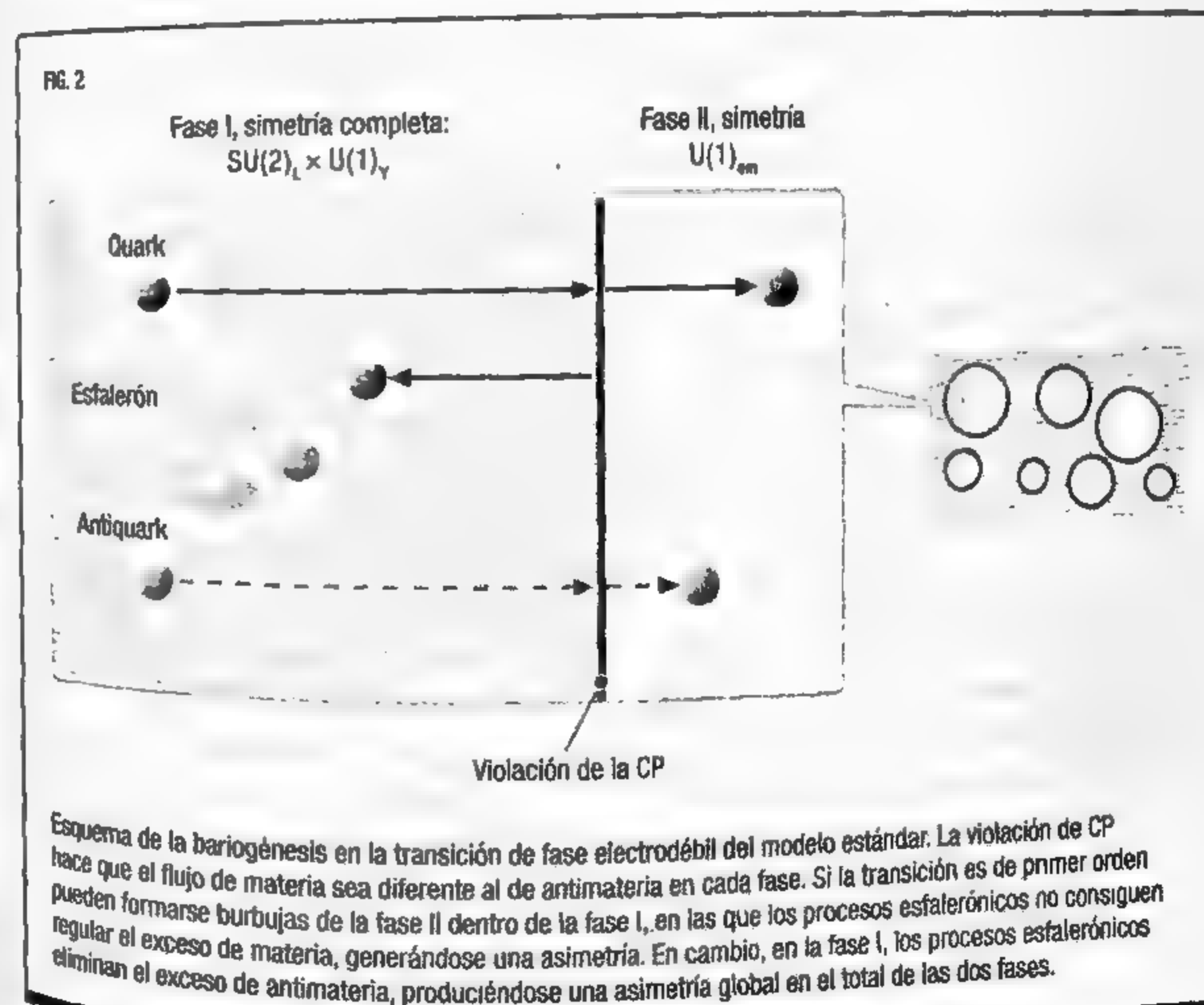
da a estas preguntas exige conocer con detalle el escenario y el mecanismo particulares por el que, de las tres condiciones de Sájarov, se obtiene una asimetría bariónica en el marco del modelo estándar. El único escenario plausible, hasta donde sabemos hoy, fue propuesto por los físicos estadounidenses Andrew Cohen, David Kaplan y Ann Nelson, a principios de la década de 1990. Dicho escenario estaba fundamentado en el acontecimiento de una transición de fase electrodébil que, además, debía ser de primer orden.

Pero... ¿qué es una transición de fase de primer orden? En la naturaleza, las transiciones de fase son fenómenos muy comunes que suceden, por ejemplo, cuando una sustancia cambia de estado a lo largo de un proceso controlado por la variación de la presión o la temperatura, o de ambas a la vez. Imaginemos, por continuar ilustrando el proceso, un cierto volumen de agua en estado líquido; si calentamos ese agua hasta aproximarnos a los 100 °C, a una presión igual a la atmosférica, empezarán a formarse burbujas de vapor en el seno del líquido que aumentan de tamaño, se fusionan con otras y, finalmente, rompen la tensión superficial y escapan. Si seguimos elevando la temperatura, toda el agua habrá transitado desde su fase líquida a su fase de vapor. Se habrá evaporado. Durante el proceso de tránsito, las dos fases coexisten, formándose burbujas de la fase que resulta favorecida energéticamente por la variación (incremento, en este ejemplo) de la temperatura, en el seno de la fase desfavorecida. La formación de burbujas y la coexistencia de las dos fases son la clave para una transición de fase de primer orden, como es el caso de la que acontece en la evaporación del agua y, en general, en todos los cambios de estado de la materia. Técnicamente, la transición de fase está controlada por un parámetro que, a su vez, depende de la temperatura. Dicho parámetro recibe el nombre de *parámetro de orden* (expresa el grado de organización del sistema y su variación con un parámetro de control, como la temperatura) y suele relacionarse con el mínimo de energía. La transición de fase es de primer orden cuando dicho parámetro cambia de manera discontinua entre una fase y la otra, al alcanzarse la temperatura de transición, justificando así la existencia

de burbujas, cuya pared representa un cambio espacial abrupto entre dichas fases. En otros casos, el parámetro de orden puede variar de manera continua, limitándose la discontinuidad a una derivada de dicho parámetro, o sea a su ritmo de variación en las proximidades de la temperatura crítica. Si se trata de la primera derivada, por ejemplo, la transición sería clasificada como de segundo orden. En estos casos, no se produce la coexistencia de fases y no se forman burbujas cuya evolución y crecimiento completan la transición.

La transición de fase electrodébil es la transición de una fase simétrica a otra menos simétrica, en la que el parámetro de orden está relacionado con el valor del campo de Higgs, que hace mínima la energía para dicho campo cuántico. Este valor del campo está íntima y directamente relacionado con las masas de los bosones electrodébiles. Y es una transición de primer orden porque, efectivamente, la ruptura de simetría a la temperatura de transición genera un salto en la masa de dichos bosones: de cero, en la fase que conserva la simetría $SU(2)$, a los aproximadamente 81 GeV que, por ejemplo, corresponden al bosón Z^0 en nuestro universo menos simétrico (1 GeV, abreviatura de Giga-electronvoltio, equivale a 1000 MeV). Así pues, en la transición de fase electrodébil, sucedida poco menos de una billonésima de segundo después del Big Bang, debieron formarse burbujas de la fase con simetría rota, en el seno del «líquido» constituido por la fase simétrica, de modo análogo a como se forman burbujas de vapor en el agua líquida cuando la temperatura se aproxima a la temperatura de ebullición. Los procesos de violación de CP dotaron entonces a la pared de la burbuja de una permeabilidad selectiva al paso de quarks o antiquarks. La transmisión del flujo de quarks desde la fase simétrica a la fase de simetría rota resultó favorecida y la de antiquarks desfavorecida. Al revés, la reflexión por la pared del flujo de quarks que incidía desde la fase simétrica quedó desfavorecida por los procesos de violación de CP y la de antiquarks favorecida. Como resultado de estos fenómenos de transmisión y reflexión selectivos, se generaría un exceso de quarks en la fase de simetría rota, en el interior de la burbuja en expansión; y un exceso de antiquarks fuera de ella.

Dado que, hasta este punto, únicamente se ha implementado la condición sobre la violación de CP, el exceso en el número de quarks respecto al de antiquarks, inducido en el interior de la burbuja por la pared asimétrica bajo CP, debe ser idéntico al exceso en el número de antiquarks respecto del de quarks en la fase simétrica exterior a la burbuja (figura 2). Así pues, el crecimiento y la fusión de las burbujas debería conducir no solo a completar la transición de fase, siendo ocupado todo el espacio por la fase de simetría rota, en la que el bosón de Higgs, los bosones electrodébiles y los fermiones son masivos; sino también a reabsorber los excesos de antiquarks externos a la burbuja o burbujas, y a recombinarlos con los excesos de quarks internos, cancelándolos y eliminando la asimetría. Si ello puede evitarse es, precisamente, porque los procesos esfalerónicos entran



en juego, pudiendo inducir una violación del número bariónico también selectiva. Veamos cómo.

En el exterior de la burbuja, en la fase simétrica, como se ha descrito ya, los esfalerones desencadenarán procesos que violan el número bariónico manteniendo el equilibrio térmico. En dicho equilibrio térmico, y dado que el número de antiquarks supera al de quarks ($\Delta B < 0$), los procesos que incrementan el número de quarks o reducen el de antiquarks ($\Delta B > 0$) dominan sobre los procesos inversos, hasta que el equilibrio se restablece y se cancela la asimetría ($\Delta B = 0$). En cambio, en el interior de la burbuja, en la fase de simetría rota, el efecto de los esfalerones quedaría suprimido si estos abandonan el equilibrio térmico. Como consecuencia de ello, el exceso de quarks generado en la fase de simetría rota no resultaría borrado por el mecanismo esfalerónico y persistiría hasta el fin de la transición de fase. Al cabo de la misma, las burbujas favorecidas energéticamente por el descenso de la temperatura habrían ocupado todo el espacio y el universo habría transitado desde una fase de simetría electrodébil a una fase de simetría electromagnética. Durante la transición, la combinación de procesos de violación selectiva del número bariónico y CP, cuya naturaleza selectiva resulta precisamente de la ruptura del equilibrio térmico, produciría un exceso del número de quarks sobre el de antiquarks. Así, nuestro universo habría emergido de la ruptura de simetría electrodébil con una asimetría bariónica, $B > 0$, partiendo de una situación inicial simétrica, $B = 0$.

Este escenario para la producción de asimetría bariónica en el modelo estándar, aunque cualitativamente plausible y elegante desde el punto de vista teórico y formal, presenta sin embargo dos inconvenientes que procederemos a discutir. El primero está ligado a la condición para la supresión del mecanismo del esfalerón en la fase de simetría rota. En esencia, para que esto suceda, se requiere que la discontinuidad en el parámetro de orden entre las dos fases sea suficientemente grande. En términos cuantitativos, la exigencia sería que el valor del campo de Higgs que minimiza la energía en la fase de simetría rota sea mayor, o al menos igual, que la temperatura de la transición electrodébil (ambos,

campo de Higgs y temperatura, pueden expresarse en unidades de energía y, por tanto, compararse directamente). El valor del campo de Higgs queda completamente determinado por las masas de los bosones electrodébiles, medidas experimentalmente por primera vez en 1983 (fruto del trabajo de un nutrido equipo experimental dirigido por el físico italiano Carlo Rubbia y el neerlandés Simon van der Meer, en el CERN), mientras la temperatura crece con la masa del bosón de Higgs. El valor obtenido en LHC (también en el CERN) para la partícula confirmada como el bosón de Higgs en 2013, aproximadamente 125 GeV, resulta ser demasiado alto y parece apuntar hacia un salto en el parámetro de orden demasiado pequeño para una supresión efectiva de los procesos esfalerónicos.

No obstante, la relación entre la temperatura y la masa del bosón de Higgs está condicionada por el denominado *potencial de Higgs*, que expresa la energía que este adquiere en función del propio valor del campo. El modelo estándar precisa la forma particular de este potencial pero, como veremos, mínimas extensiones del mismo, no excluidas aún por los datos obtenidos en LHC, pueden introducir modificaciones en los detalles de dicho potencial, ofreciendo variantes potencialmente viables de este escenario.

El segundo inconveniente es de naturaleza puramente cuantitativa: las tasas de violación de CP que resultan del mecanismo introducido por la matriz CKM, ya discutido, son demasiado pequeñas. Las observaciones experimentales, sobre todo en sistemas de kaones y de mesones B, han permitido conocer con cierta precisión las fases que conforman la matriz CKM. A partir de ellas, puede evaluarse el exceso de quarks sobre anti-quarks originado por la permeabilidad selectiva de la pared de la burbuja, surgida de una transición de fase electrodébil de primer orden. En el mejor de los casos, la supresión efectiva del mecanismo esfalerónico en el interior de dicha burbuja convertiría la

Las colisiones quark-antiquark no se pueden realizar directamente, ya que los quarks libres no están disponibles. Lo más próximo son las colisiones entre protones y antiprotones.

CARLO RUBBIA

práctica totalidad de dicho exceso en asimetría bariónica. Así, las estimaciones más optimistas arrojan una asimetría profundamente insuficiente: diez mil millones de veces más pequeña que la que se infiere de las observaciones del fondo cósmico de microondas. El modelo estándar está, por tanto, potencialmente dotado para explicar cualitativamente una asimetría bariónica como resultado de la evolución dinámica desde una situación inicialmente simétrica. No obstante, desde un punto de vista cuantitativo, los resultados son radicalmente incompatibles con los datos experimentales.

MÁS ALLÁ DEL MODELO ESTÁNDAR

Es difícilmente discutible el éxito del modelo estándar en su descripción exhaustiva y minuciosa de la vasta fenomenología asociada a la física de partículas elementales. Aun así, son muchos los físicos que lo consideran como una teoría efectiva, capaz de dar buena cuenta de la realidad física accesible a nuestro examen experimental, pero solo en la medida en la que es una buena aproximación de una teoría subyacente de carácter más fundamental. Todas las partículas que lo integran han sido encontradas y sus propiedades son acordes con los valores predichos. La última pieza del puzzle, el bosón de Higgs, cuanto elemental del campo cuántico escalar cuya existencia corrobora el mecanismo de ruptura simetría que completa el modelo, fue finalmente detectado, examinado y confirmado en 2013. Sin embargo, la formulación del modelo estándar fue la consecuencia de extensiones del esquema de la primera teoría cuántica de campos, la electrodinámica cuántica, con objeto de dar cabida a las otras dos interacciones fundamentales, excluida la gravedad. Estas extensiones se hicieron postulando simetrías que, como en el caso de la electrodébil, únicamente podían manifestarse a energías superiores a las escalas de experimentación accesibles. A lo largo del proceso de construcción del modelo también se infirieron consecuencias o se postularon partículas entonces inaccesibles, como los quarks c y t . Su existencia era, al mismo tiem-

po, una necesidad de consistencia formal y de adecuación a los fenómenos observados, a las escalas de energías experimentalmente accesibles. Siguiendo el mismo esquema de razonamiento, no es en absoluto descartable que el modelo estándar pueda ser una manifestación a baja energía de otra teoría más general y más fundamental. Los principales indicios de la existencia de dicha teoría subyacente habría que buscarlos, precisamente, en aquellos problemas para los que este modelo no ofrece una respuesta satisfactoria, como pueden ser el derivado de la masa de los neutrinos o el de la asimetría bariónica del universo; o no la ofrece en absoluto, como el de la energía oscura del universo. Abordar coherente y consistentemente estos problemas podría requerir de una teoría que reprodujera la fenomenología inherente al modelo estándar, en el ámbito de energías en el que este opera, pero que la ampliara y generalizara a escalas de energía más altas. Todos los modelos que se postulan para ser esta teoría contribuyen con nuevas partículas y procesos al diseño de escenarios que contengan un mecanismo de bariogénesis capaz de justificar la asimetría bariónica observada. Repasaremos ahora algunos de ellos.

Un mecanismo que se sale del marco teórico

El mecanismo de bariogénesis electrodébil en el marco del modelo estándar presenta los dos inconvenientes que ya hemos descrito. A saber, la tasa insuficiente de violación de CP y la escasamente efectiva supresión de los procesos esfalerónicos, que violan el número bariónico en la fase de simetría rota. En ambos casos, el problema radica en que el modelo estándar está demasiado constreñido por las observaciones experimentales que fijan sus parámetros, como las fases de la matriz CKM o el valor del campo de Higgs en su mínimo de energía.

Las extensiones posibles del modelo estándar, con su correspondiente introducción de nuevas partículas, se dotan de un mayor grado de flexibilidad que puede servir al propósito de hacer viable, desde el punto de vista cuantitativo, el mecanismo de la

bariogénesis electrodébil. No obstante, con ello nos adentramos en un terreno puramente especulativo, dado que cualquier extensión del modelo estándar es, *a priori*, posible siempre que las partículas adicionales respeten la simetría de las interacciones a baja energía y no estén excluidas por los límites experimentales de aquellos procesos en los que intervienen.

El caso más sencillo y económico, desde el punto de vista de la extensión, lo constituyen los modelos que contienen dos dobletes de bosones de Higgs; de los cuales, tras la ruptura de la simetría, resultan dos bosones neutros y dos cargados. El segundo doblete interactúa con las restantes partículas que componen el modelo estándar, siempre que la simetría lo permita. Estas nuevas interacciones introducen nuevos parámetros que, en general, pueden ajustarse y dar acomodo efectivo al mecanismo de bariogénesis electrodébil. En particular, puede amplificarse la discontinuidad de primer orden en la transición de fase electrodébil, acelerando la ruptura del equilibrio térmico de los procesos esfalerónicos en la fase de simetría electromagnética. Y también es posible introducir nuevas fases en los nuevos acoplamientos con las partículas del modelo estándar, de tal forma que la violación de CP se intensifique. Sin embargo, la elasticidad de estos modelos no es ilimitada. También hay restricciones, sobre todo en el sector de la violación de CP, derivadas de algunas predicciones que pueden ser examinadas experimentalmente. El ejemplo más relevante es la predicción de *momentos dipolares eléctricos* para partículas elementales o compuestas. Esto es una propiedad física asociada a una distribución de carga que mide la separación lineal de los centros de carga positiva y negativa, al menos clásicamente. En el caso de que dichos centros de carga coincidan en el mismo punto, el momento dipolar eléctrico es exactamente cero. Desde una perspectiva cuántica, uno debe referirse a campos cargados y a distribuciones de probabilidad con uno u otro centro, pero el concepto es análogo. E, incluso, en el caso de partículas elementales, cabe definir un momento dipolar eléctrico intrínseco.

Dada la conexión entre la violación de CP y la existencia de partículas con momento dipolar eléctrico, los restrictivos límites experimentales derivados de su no observación en partículas

como el neutrón limitan notablemente el valor de la violación de CP introducida por las nuevas interacciones. Por otra parte, los nuevos bosones de Higgs dejarían también su huella en contribuciones a los procesos del modelo estándar en los que pueden actuar como mediadores. Los modelos supersimétricos que presentamos a continuación incluyen una motivación para la introducción de una pareja adicional de bosones de Higgs, además de una gama de predicciones mucho más amplia.

Las extensiones supersimétricas del modelo estándar han sido objeto de atención especial en las últimas décadas, fundamentalmente porque sus predicciones más genuinas eran susceptibles de ser verificadas en el LHC. Esta clase de modelos se basan en la postulación de una simetría mayor, denominada supersimetría, que engloba a las simetrías del modelo estándar. Las nuevas transformaciones del grupo supersimétrico implican nuevos estados, es decir, nuevas partículas, que se suman a las del modelo estándar y se ordenan con ellas. En esencia, la supersimetría asigna a cada partícula del modelo estándar una pareja con distinto tipo de espín. Es decir, asigna fermiones a los bosones y bosones a los fermiones. Por ejemplo, al electrón que por tener espín semientero es un fermión, la supersimetría le asigna una pareja denominada *s-electrón* (por súper-electrón) que es un bosón de espín cero. De modo similar, a los bosones W, de espín 1, les asigna fermiones de espín semientero denominados *Winos*.

La supersimetría fue introducida originalmente para resolver algunos de los considerados «defectos» teóricos (aspectos poco satisfactorios desde un punto de vista casi puramente epistemológico) del modelo estándar, como el de la elevada magnitud de las correcciones a la masa del Higgs (denominado *problema de la jerarquía*). Para ello, las partículas supersimétricas debían de tener masas que rondaban el TeV (abreviatura de teraelectrovoltio, que equivale a 1000 GeV), unas diez veces superiores en masa a la de los bosones del modelo estándar. Y precisamente por ello, sus principales y más genuinas predicciones experimentales deberían ser contrastables en grandes aceleradores como el LHC. Uno de los mayores atractivos de las extensiones supersi-

métricas es el de proporcionar un buen candidato para explicar la composición de la materia oscura, en una proporción compatible con las observaciones de la radiación de fondo de microondas. Mientras que ninguna de las partículas del modelo estándar reúne los requisitos necesarios, la partícula supersimétrica más ligera, denominada LSP (por *Lightest Supersymmetric Particle*), podría resultar ser una partícula estable y suficientemente masiva, al tiempo que lo bastante elusiva como para haber escapado, hasta ahora, a nuestros intentos de detección. En los escenarios supersimétricos más estudiados, el LSP corresponde a una partícula, llamada *neutralino*, que procede de la pareja supersimétrica de uno de los bosones asociados a la interacción débil.

En lo que respecta a la bariogénesis, la observación de la supersimetría exige la introducción de una segunda pareja de bosones de Higgs. Este segundo doblete, como se ha discutido ya, tiene la capacidad de propiciar unas condiciones favorables para la bariogénesis electrodébil. De todos modos, en el escenario más simplificado, conocido como *Modelo Estándar mínimamente supersimétrico*, la violación de CP está muy acotada por los límites derivados de la no observación de los momentos dipolares eléctricos en partículas elementales. Otros escenarios más generales, en cambio, son también más flexibles y sus parámetros pueden ajustarse mejor para incorporar una bariogénesis electrodébil capaz de justificar la asimetría bariónica observada. Una vez más, muchos de estos escenarios implican predicciones que deberían ser observables en el rango de energías que explora el LHC, lo que confiere a estos modelos cierto grado de atractivo y actualidad.

Una gran teoría para unificar las cuatro fuerzas fundamentales

Los modelos de gran unificación (GUT, por *Grand Unification Theory*) extienden la unificación electrodébil también a la fuerza fuerte. Del mismo modo que las simetrías SU(2) de isospín débil y la U(1) de hipercarga, tras la ruptura de simetría electrodébil, generaban las interacciones del modelo estándar, puede postu-

larse que transformaciones de simetría de algún grupo mayor unifiquen las fuerzas fuerte y electrodébil. El modelo se completaría con un nuevo proceso de ruptura de simetría que tendría lugar y diferenciaría las fuerzas, a una escala de energías muy por encima de la transición de fase electrodébil. Antes de dicha ruptura, en la fase supersimétrica de unificación, las tres constantes del modelo estándar adquieren el mismo valor. En realidad, son una única interacción que mezcla quarks y leptones, mediada por nuevos bosones asocia-

dos a las transformaciones de esta simetría de unificación. El proceso de ruptura de esta simetría dotará de masas a estos bosones, a los que llamaremos genéricamente X; no así a los bosones propios del modelo estándar, que permanecerán sin masa, hasta la ruptura de simetría electrodébil. En el contexto de los modelos supersimétricos, puede predecirse la unificación de las tres interacciones con una notable precisión; siendo la energía a la que esta se produce aproximadamente equivalente a unos diez mil millones de veces la masa del protón. Así, los bosones X y, en general, las partículas cuya desintegración podría violar el número bariónico, adquirirían masas de ese orden. Debido a ello, la predicción para la vida media del protón, estable en el modelo estándar pero susceptible de desintegración en leptones más ligeros en este escenario, estaría por encima de la cota inferior experimental y sería compatible con las observaciones.

Si integramos estas teorías en el modelo cosmológico estándar y en nuestra descripción de la evolución del universo desde el Big Bang, podremos concluir que una sucesión jerarquizada de rupturas de simetrías, de transiciones desde unas fases más simétricas o otras menos simétricas, debió acontecer en la primera billonésima de segundo posterior al Big Bang. El descenso de la temperatura, fruto de la expansión, actuó como parámetro de control de estos procesos, que llevaron al universo a transitar desde una fase de gran unificación, primero, a una fase electrodébil y, finalmente, a la fase electromagnética que experimentamos hoy. Del mismo

Los asuntos internacionales deben estar completamente impregnados de metodología científica y espíritu democrático.

ANDRÉI SAJAROV

PROPIEDADES ELÉCTRICAS DE LAS PARTÍCULAS: EL MOMENTO DIPOLAR ELÉCTRICO

Las partículas elementales tienen una paridad P bien definida. Las que tienen espín presentan un momento dipolar magnético, lo que les confiere una estructura de imán, con propiedades fáciles de medir en presencia de un campo magnético. De modo análogo, la partícula también puede tener un momento dipolar eléctrico, EDM (por sus siglas en inglés), cuando contiene una distribución de cargas, aun en el caso de que, como muestra la figura 1, sea eléctricamente neutra. Por tanto, en una partícula sometida a la acción de un campo eléctrico, su EDM produciría efectos observables. Sin embargo, la presencia de este en partículas elementales tipo quark o las formadas por agregaciones simples viola la simetría T puesto que, al invertir el sentido del tiempo, el espín cambia de dirección y con ello también el momento magnético, pero no su EDM. Luego, como CPT se mantiene, la presencia del EDM conlleva la violación de CP. Este es un fenómeno raro en la naturaleza, y la no observación de EDM en partículas elementales parece corroborarlo.

FIG. 1

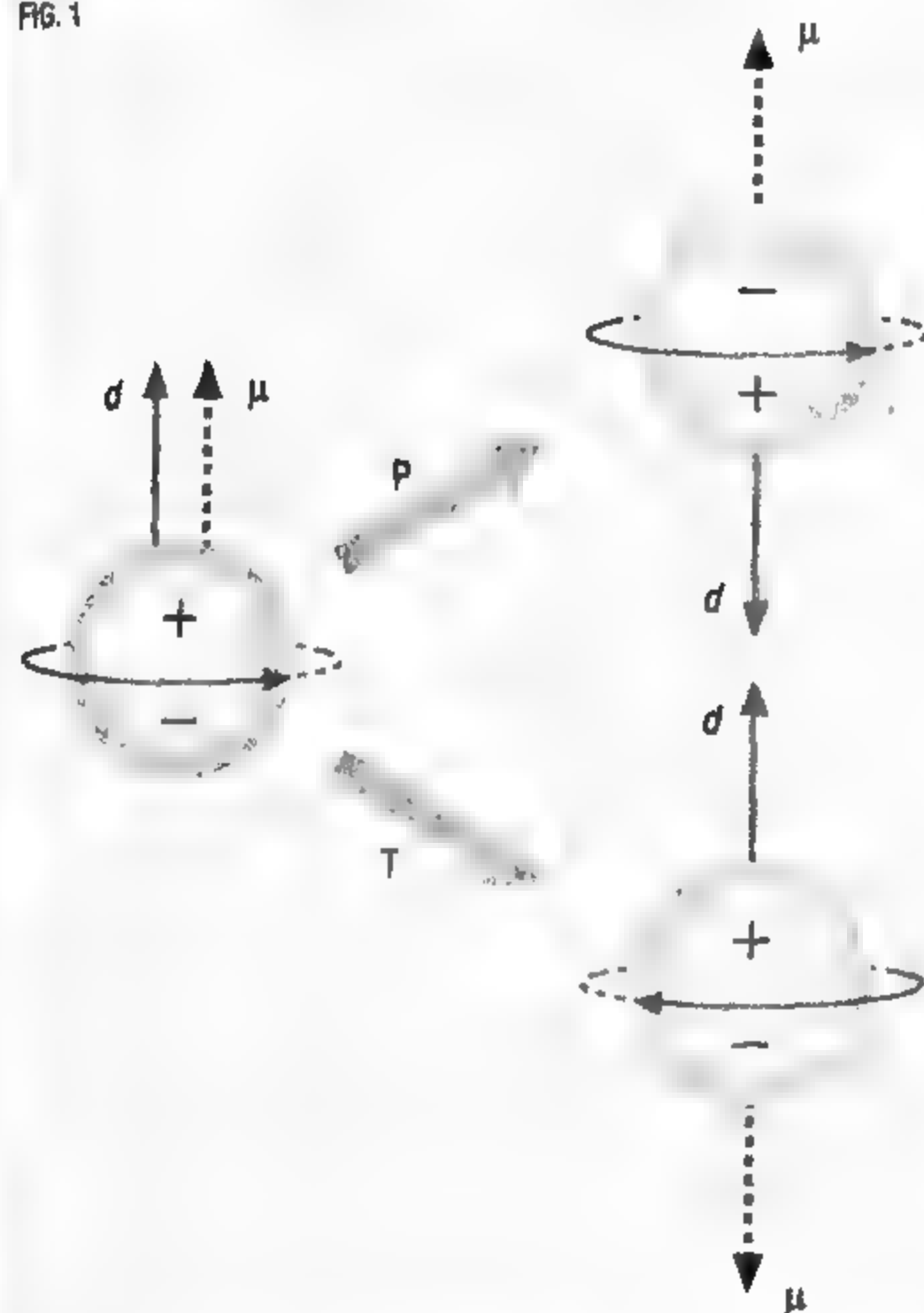


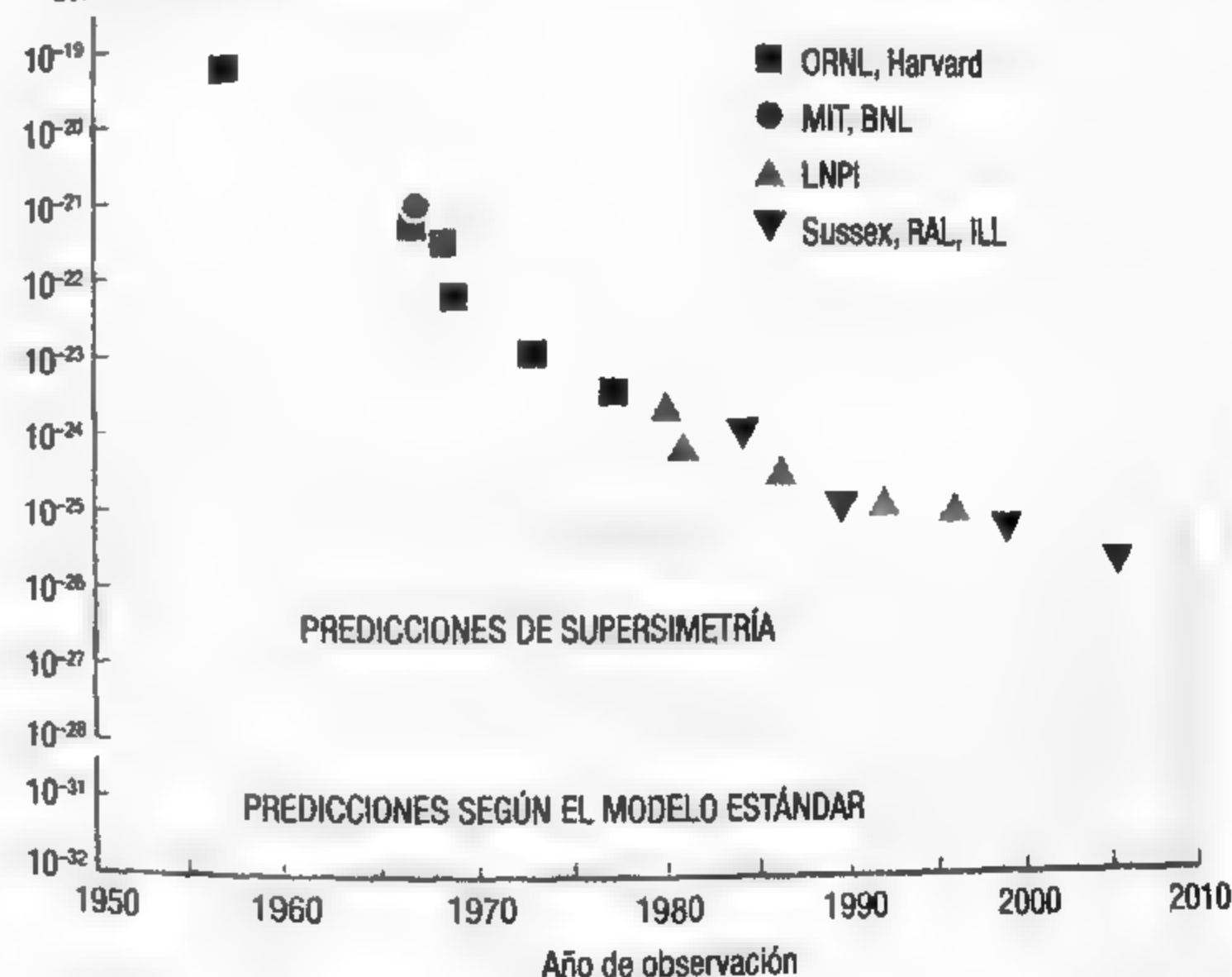
Imagen de una partícula neutra con cargas positiva y negativa iguales. La partícula tiene un momento dipolar magnético μ y otro eléctrico d . La inversión del tiempo hace que cambie el sentido del giro y, por tanto, se invierte μ , mientras que la paridad invierte d . La presencia de d hace que se violen P y T .

Mediciones por debajo del valor real

Los EDM se pueden medir con gran precisión sometiendo las partículas a la acción de campos electromagnéticos. Sin embargo, tan solo se ha conseguido fijar un límite inferior a su valor. En el caso del neutrón, uno de los casos mejor medidos, el límite experimental es más de diez órdenes de magnitud inferior al que cabría esperar por su tamaño y carga. El valor predicho por el modelo estándar es un millón de veces inferior al experimental. Sin embargo, la cota experimental es tan restrictiva que limita mucho la introducción de mecanismos que produzcan violación de CP en extensiones del modelo estándar. Por otro lado, estos son necesarios para explicar la bariogénesis, lo que hace que la medida del EDM del neutrón y otras partículas sea muy importante en la física actual y objeto de experimentos muy sofisticados, mostrados en la figura 2.

FIG. 2

Límite superior del valor del EDM del neutrón (ecm)



Evolución del límite superior del valor del EDM del neutrón en relación al año de observación. Los símbolos indican el laboratorio que realizó el experimento.

modo que la transición de fase electrodébil, satisfaciendo las condiciones de Sájarov, ofrece un escenario para la bariogénesis, la primera transición desde la fase unificada puede hacerlo también. Los bosones X se desintegrarían a través de canales que violarían el número bariónico, y que podrían también violar la simetría CP. Además, por debajo de temperaturas equivalentes en energía a las masas de los bosones X, del orden de la escala de unificación, dichas reacciones de desintegración se producirían fuera del equilibrio térmico. Así, de una manera muy simplificada, podría describirse el escenario que podríamos denominar GUT.

Sin embargo, el problema de la bariogénesis GUT, producida a temperaturas tan altas como diez mil billones de grados, es que la asimetría bariónica resultante puede ser posteriormente eliminada durante la transición de fase electrodébil. En ella, los mismos procesos de violación de número bariónico y CP que, fuera del equilibrio, explican la bariogénesis, contribuirán a borrar toda asimetría cuando se dan en equilibrio térmico. Este es el caso, precisamente, de la unificación introducida por un grupo de simetría que recibe el nombre de SU(5), en el que la ruptura de simetría conduciría a procesos de desintegración que no respetan ni el número bariónico, B, ni el leptónico, L, aunque conservan su diferencia, B-L. Sin embargo, los procesos esfalerónicos también conservan B-L y, desarrollados en equilibrio térmico, ante cualquier exceso de bariones y leptones, favorecerían las reacciones inversas y diluirían eficazmente dichos excesos, destruyendo la asimetría. Otro grupo de supersimetría posible es el que recibe el nombre de SO(10), que abre otros escenarios y, sobre todo, incorpora una partícula neutra muy masiva que, a través de un mecanismo bautizado como *see-saw* («columpio», en inglés) resolvería el llamado problema de la masa de los neutrinos.

BARIOGÉNESIS CON SABOR LEPTÓNICO

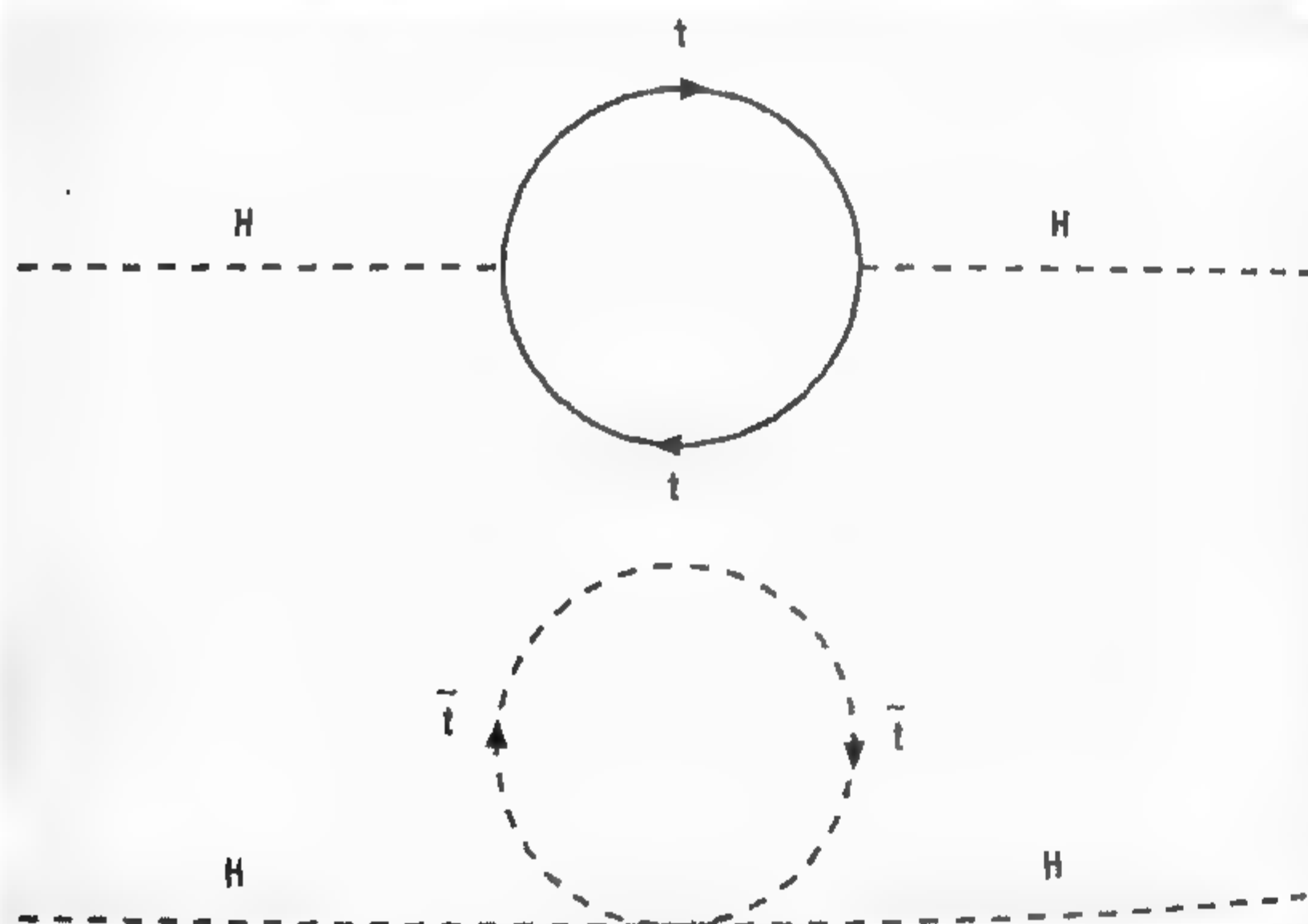
La leptogénesis relaciona el problema de la bariogénesis con el de las masas de los neutrinos. El modelo estándar no prevé que tengan masa y tampoco existe una observación directa de ellas.

Eso coloca su límite superior en un valor aproximado de una diez millonésima de la más ligera de las masas medidas, la del electrón. Sin embargo, el descubrimiento de las oscilaciones de sabor leptónico de los neutrinos solo puede explicarse consistentemente atribuyéndoles masas mucho más bajas de las que es posible medir. Para explicar este hecho en el contexto del modelo estándar se requiere una mínima extensión del mismo que incluya neutrinos de tipo R (quiralidad dextrógira), cuya única interacción sería con el bosón de Higgs, quien le otorgaría una masa después de la ruptura de la simetría electrodébil. Sin embargo, los parámetros necesarios para describir el modo en que los neutrinos y el bosón de Higgs interactúan son más pequeños, en muchos órdenes de magnitud, que los introducidos para el resto de partículas del modelo estándar. Desde un punto de vista conceptual e, incluso, epistemológico, una diferencia de muchos órdenes de magnitud entre los parámetros asociados a los neutrinos y el resto parece apuntar en la dirección de una razón profunda. Existen diversas hipótesis para justificar los diminutos valores de las masas de los neutrinos y, con ellas, generar una matriz del tipo CKM en el sector leptónico que justifique las fluctuaciones de sabor observadas. Esta matriz se llama PMNS, en honor al físico italiano y asistente de Enrico Fermi, Bruno Pontecorvo (1913-1993), quien predijo las oscilaciones de neutrino, y a los nipones Ziro Maki, Masami Nakagawa y Shoichi Sakata, que introdujeron la matriz en 1962. Una de las hipótesis más interesante (y elegante) es la antes nombrada *see-saw* que, además de plantear una justificación satisfactoria al problema de los neutrinos, ofrece un mecanismo de bariogénesis potencialmente capaz de explicar la asimetría bariónica observada.

El mecanismo *see-saw* explica las masas de los neutrinos a partir de su acoplamiento a un campo neutro muy pesado, al que podemos designar como N, que carece de número leptónico. Y, por tanto, su interacción con los leptones del modelo estándar violará el número leptónico. Para explicar la pequeña magnitud de la masa de los neutrinos, los nuevos campos N deben ser muy pesados. Las masas requeridas son, al menos, un billón de veces la del protón, una escala de energía a la que producirán violación

LA EXTENSIÓN SUPERSIMÉTRICA DEL MODELO ESTÁNDAR

Las teorías supersimétricas fueron introducidas en el contexto de las teorías cuánticas de campos por dos físicos teóricos, el austriaco Julius Wess y el italiano Bruno Zumino, en 1974, en el denominado modelo Wess-Zumino, e incluye una nueva simetría, denominada supersimetría, la cual asigna a cada fermión una pareja bosónica y a cada bosón un fermión. En 1977, un colega francés, Pierre Fayet, propuso la primera extensión supersimétrica del modelo estándar, que se obtiene manteniendo sus mismas interacciones pero duplicando su número de partículas (véase la figura). Este modelo, denominado MSSM (por las siglas inglesas *Minimal Supersymmetric Standard Model*), es una de las extensiones del modelo estándar más estudiadas en la actualidad. Por cada fermión de espín $1/2$, como el electrón, el modelo predice un bosón de espín cero. En el caso del electrón se llama s-electrón. Del mismo modo, a cada bosón, como el W de espín 1, le asigna un fermión de espín $1/2$, en este caso el denominado Wino. Como las partículas supersimétricas no se observan a las energías de modelo estándar, hemos de suponer que la supersimetría está rota. A consecuencia de esta ruptura, las partículas supersimétricas adquieren masas mayores que las de sus parejas del modelo estándar. Sin embargo, habrían estado en equilibrio térmico con estas hasta que el universo se hubiese

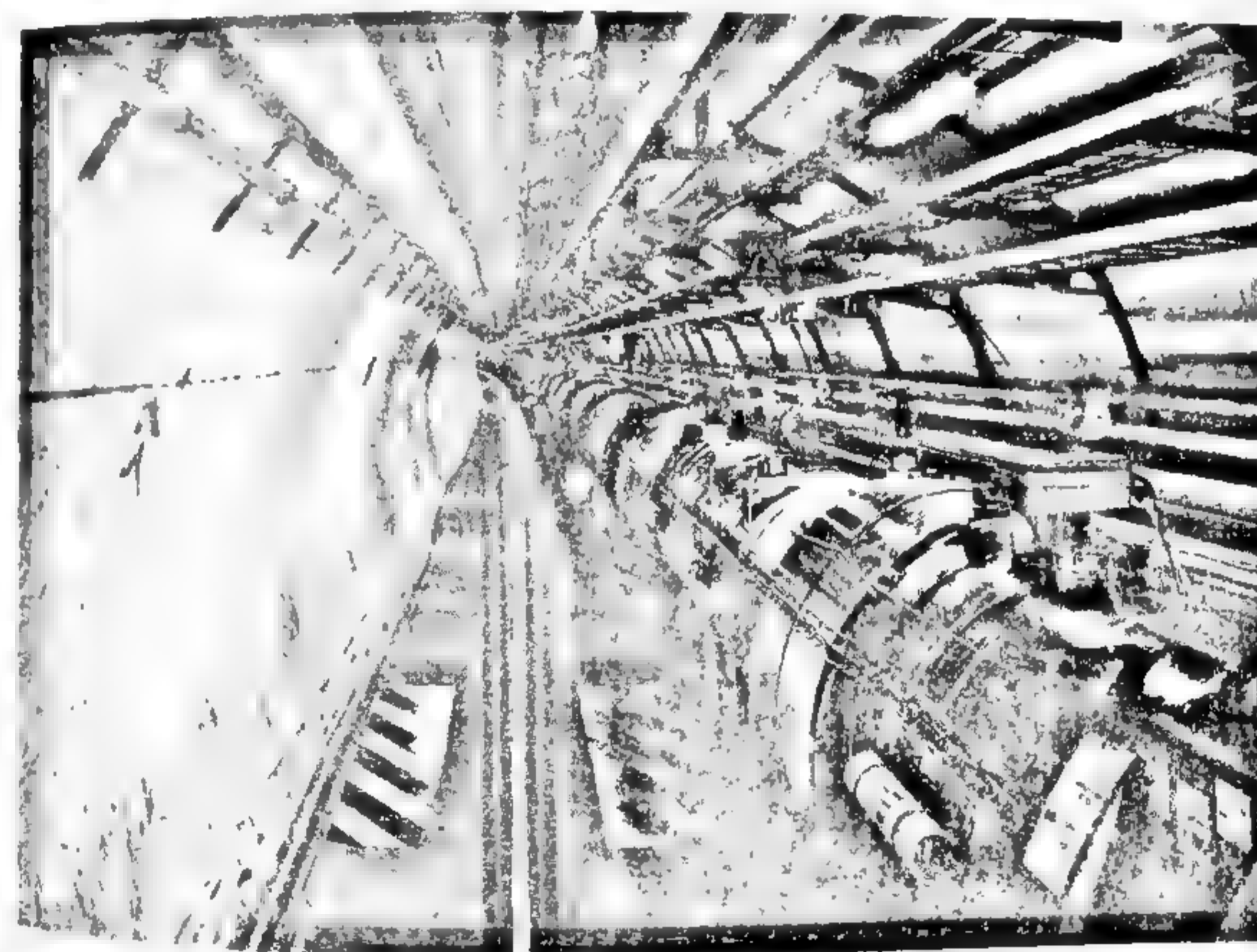


Correcciones supersimétricas a la masa del Higgs. Arriba, la producida por el quark top del modelo estándar y, debajo, la que corresponde a la pareja supersimétrica del top, el s-top.

enfriado lo suficiente para que no pudiesen ser creadas en las reacciones con sus parejas del modelo estándar. En el MSSM, las partículas supersimétricas aparecen siempre en parejas, por lo que la más ligera no podría abandonar el equilibrio térmico (ya que no se podría desintegrar en ninguna otra) y estaría aún presente en el universo. Por todo ello pronto se empezó a pensar (aparece por primera vez en las publicaciones de Haim Golberg en 1983 y de John Ellis y colaboradores en 1984) que podría ser el componente de la materia oscura necesaria para explicar el balance energético del universo según el modelo estándar cosmológico.

Una teoría para encontrar difíciles respuestas

Además del problema de la materia oscura, la supersimetría sugiere soluciones a otros problemas del modelo estándar, como el llamado «problema de las correcciones cuánticas a la masa del bosón de Higgs» (problema de la jerarquía), y predice la precisa unificación de las tres interacciones del modelo estándar. Sin embargo, una de las mayores motivaciones de su estudio es la predicción de las mencionadas partículas supersimétricas, cuyas masas las harían accesibles a las escalas de energía a las que opera el LHC (en la imagen).



Vista del túnel del Large Hadron Collider (LHC) del CERN, donde se buscan las partículas supersimétricas.

LA MASA DE LOS NEUTRINOS: EL MECANISMO SEE-SAW

El mecanismo *see-saw* («columpio» en inglés; véase la figura) explica la reducida masa que se observa para los neutrinos mediante la introducción de un nuevo campo muy masivo, N_i , por cada generación ($i = 1, 2, 3$). Este se acopla a cada uno de los neutrinos levógiros del modelo estándar por medio del bosón de Higgs. Como resultado de la interacción, se produce una combinación de las masas de los neutrinos, m , debida a una interacción conocida como Yukawa (análoga a la que Hideki Yukawa propuso para explicar las fuerzas nucleares con la del campo neutro pesado, M). La masa m es similar a la de los quarks, puesto que su acoplamiento con el bosón de Higgs es análogo. Sin embargo, al combinarse con los neutrinos pesados, la masa se redistribuye, la de los ligeros se reduce en un factor (m/M) mientras que la de los pesados queda del orden de M . Cuando M toma valores del orden de 10^{12} GeV (un billón de veces la masa del protón), las masas de los neutrinos son compatibles con las observadas indirectamente en las oscilaciones de sabor de los neutrinos. Los campos pesados son fermiones de tipo Majorana, o sea que no tienen número leptónico definido y, por tanto, pueden desintegrarse sin conservarlo: $N \rightarrow H + L$, donde H representa un bosón de Higgs, y L , un leptón. Su presencia hace posible que se cumplan las condiciones de Sájarov para la bariogénesis: los procesos esfalerónicos conservan $B-L$ y por tanto provocan la violación del número bariónico cuando se viola el leptónico; la violación de la simetría CP puede explicarse mediante las interacción de los campos N con leptones y bosones de Higgs; finalmente, las elevadas masas de los campos N provocarían su salida del equilibrio térmico a temperaturas muy grandes. Este tipo de modelos son muy atractivos porque permiten relacionar la bariogénesis con la enigmática masa de los neutrinos. Por tanto, puede establecerse una relación entre los parámetros asociados a las oscilaciones de sabor de estos, observados experimentalmente, con las partículas que explican la asimetría bariónica, aun lejos del alcance experimental.



Representación alegórica del mecanismo *see-saw* como el balance de dos masas muy dispares en un columpio.

de L y, por debajo de la cual, abandonarían el equilibrio térmico. Por otro lado, las interacciones con el campo N introducen fuentes adicionales de CP , que se codificarán en las fases de la matriz $PMNS$, en analogía con la CKM del sector de quarks. A la escala en que las partículas del campo N abandonan el equilibrio térmico, los esfalerones están presentes y sí están en equilibrio térmico. Dado que los procesos esfalerónicos conservan $B-L$, el equilibrio térmico y un exceso de antileptones favorecerían las reacciones que incrementan el número de bariones y convertirían una violación de sabor leptónico en violación de sabor bariónico. Como resultado, los esfalerones convierten la violación de L en violación de B que, finalmente, produciría la asimetría bariónica observada.

Este tipo de modelos, introducidos en 1986 por los científicos japoneses especializados en física de neutrinos Masataka Fukugita y Tsutomu Yanagida, cumplen con naturalidad las condiciones de Sájarov para la bariogénesis: violación de B , la cual se deriva de la violación de L generada por el mecanismo *see-saw*, y su correspondiente conversión en violación de B por los esfalerones; violación de CP , en este caso en el sector leptónico, vía la matriz $PMNS$, análoga a la CKM . Y, finalmente, se tiene que los campos N responsables de la violación de L , semilla del exceso bariónico final, abandonan el equilibrio a temperaturas del orden de su masa, aproximadamente un billón de GeV. Este escenario fue diseñado inicialmente para ofrecer una justificación satisfactoria al problema de las diminutas masas de los neutrinos. Sin embargo, de una misma tacada, aunque con la ayuda de los esfalerones, proporciona un mecanismo efectivo para explicar la asimetría bariónica observada en el universo.

UNA BREVÍSIMA HISTORIA DE ESE «ALGO»

Todo lo que sabemos hoy sobre nuestro universo, con una certeza que podríamos llamar experimentalmente contrastable, su qué, su cómo y su cuándo; su historia, su evolución y su estructura íntima, están recogidos en dos grandes teorías, el modelo

OSCILACIONES DE SABOR DE LOS NEUTRINOS

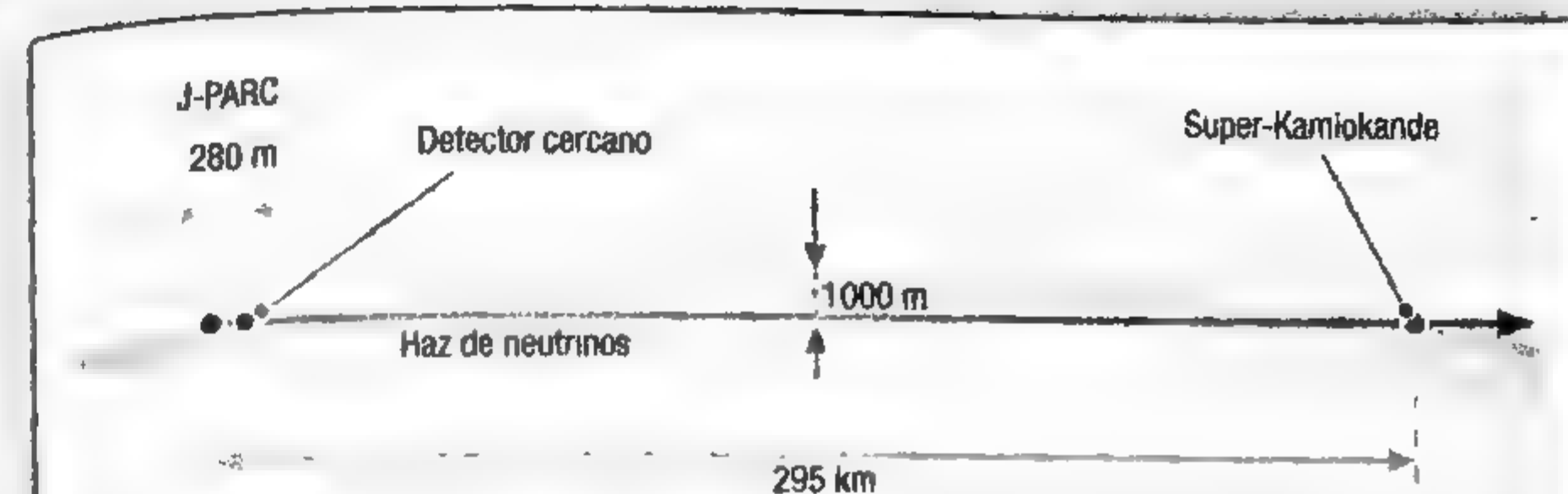
Los neutrinos son la partícula más enigmática del modelo estándar. Fueron predichos por Wolfgang Ernst Pauli en 1930 e incorporados por Enrico Fermi en su explicación de la interacción débil, aunque inicialmente se pensó que jamás se detectarían. Sin embargo, fueron descubiertos en 1956 por los estadounidenses Clyde Cowan, ingeniero químico, y el físico Frederick Reines cuando la energía nuclear se comenzó a utilizar en reactores para uso pacífico. En el modelo estándar, la interacción débil asocia un tipo de neutrino a cada leptón cargado ($e \rightarrow \nu_e$, $\mu \rightarrow \nu_\mu$, $\tau \rightarrow \nu_\tau$), y, puesto que los neutrinos no tienen masa, no hay mezclas de sabor. En 1957, Bruno Pontecorvo postuló que si esta mezcla tuviese lugar, los neutrinos cambiarían de sabor en su proceso de propagación. En este caso, hubo que esperar hasta 1998 cuando el observatorio de neutrinos Super-Kamiokande (o Super-K, ver gráfico del experimento en la figura de la página contigua) en Japón confirmó las oscilaciones de sabor de los neutrinos.

Tres procedencias, tres oscilaciones

Según la procedencia de los neutrinos, se observan tres tipos de oscilaciones que se identifican debido al déficit entre los neutrinos observados y los emitidos:

- **Solares.** En las reacciones solares se emiten neutrinos ν_e , si bien a la Tierra llegan menos de los esperados. El laboratorio Sudbury Neutrino Observatory (SNO), en Canadá, consigue detectar todos los tipos de neutrinos y con ello mide la probabilidad de oscilación de los neutrinos ν_e a los otros sabores. Los primeros datos confirmando esta oscilación se publicaron en 2001.
- **Atmosféricos.** Los neutrinos ν_μ se producen en la atmósfera debido a la desintegración de muones procedentes de los rayos cósmicos. El flujo que llega a la Tierra es el mismo en todas las direcciones. Las diferencias entre el flujo de los procedentes de direcciones opuestas, encima y debajo del laboratorio, se explica por la oscilación de sabor de los neutrinos debido a la mayor distancia recorrida por los que tienen que atravesar la Tierra en su camino. Son principalmente del tipo $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. El laboratorio japonés Super-Kamiokande es un referente en este tipo de medidas.
- **Reactor.** Los antineutrinos del tipo del electrón se emiten masivamente en los reactores nucleares de fisión. Colocando detectores a diferentes distancias, el laboratorio chino Daya Bay (Daya Bay Reactor Neutrino Experiment), en la imagen de la página contigua, consiguió cuantificar las oscilaciones de este tipo de neutrino en 2012.

Las oscilaciones de sabor de los neutrinos se explican a partir de la matriz PNSM (Pontecorvo-Nakagawa-Sakata-Maki, en honor de sus inventores), la cual permite procesos que violan CP, también en el sector de los leptones neutros, y por tanto, contribuye a explicar la bariogénesis, garantizando una de las tres condiciones de Sajárov.



El experimento T2K consiste en enviar un haz de neutrinos desde la ciudad de Tokai a Kamioka. Con ello se pretende medir la oscilación del neutrino del muon al neutrino del electrón.



Uno de los detectores de antineutrinos del laboratorio chino ubicado en Daya Bay, muy cerca de Hong Kong.

cosmológico estándar y el modelo estándar de las interacciones fundamentales. Ambas nos permiten hacer un relato de 13800 millones de años, en el que las certezas se van diluyendo cuando nos aproximamos al instante inicial, el Big Bang. Estas dos teorías han sido modeladas, a lo largo y ancho del último siglo, haciendo retroceder nuestra ignorancia sobre las leyes que rigen el universo y sus componentes elementales, y sobre su posible origen y evolución; sobre la estructura cuántica de una realidad en la que la materia, constituida por partículas elementales portadoras de diferentes variantes de carga, interactúa y adquiere estructura; y sobre la íntima relación entre la masa y la energía con la propia geometría del espacio-tiempo. Con todo ello, hemos construido un modelo para nuestro universo y forjado una imagen del mismo y de su historia. Un brevísimos resumen de la misma podría ser la que sigue.

Después de una singularidad inicial, que llamamos Big Bang, que dio origen al propio espacio-tiempo, el universo empezó a expandirse y enfriarse. La estructura cuántica del vacío, en ese universo caliente y en expansión, permitió que, de la pura energía, surgiera la materia y la antimateria: fermiones y antifermiones, en proporciones idénticas, que interactuaban entre sí por medio de bosones. En apenas una billonésima de segundo, el universo se transformó en una sopa de quarks y leptones (ambos fermiones) y bosones, como los gluones o los fotones. Los quarks y antiquarks vivían una vorágine frenética de aniquilaciones mutuas y producciones por parejas, que se equilibraban. Pero existía, sin embargo, un ligerísimo y crucial exceso de los primeros sobre los segundos. Al continuar el enfriamiento del universo, los quarks se ligaron a otros quarks, por medio de los gluones, para formar hadrones. Los hubo de dos tipos: bariones, integrados por tres quarks, y mesones, estados ligados de un quark y un antiquark. Los últimos eran partículas inestables que se desintegraban produciendo fotones y leptones, pero, con energía suficiente, podían resultar de colisiones de otros hadrones. Los primeros también se desintegraban o resultaban de colisiones lo suficientemente energéticas, mientras la temperatura del universo que reflejaba la energía de los fotones en equilibrio con la materia lo permitiera.

Pero, cuando el universo se enfrió lo suficiente, dos especies de bariones, el protón y el neutrón, se estabilizaron y constituyeron la materia. El ligerísimo exceso de los quarks sobre los antiquarks condujo a que solo quedara materia y no antimateria estable. Solo protones y neutrones y ningún antiprotón o antineutrón. Protones y neutrones podían aún transformarse el uno en el otro, por medio de la fuerza débil, produciendo además leptones, en particular neutrinos. Al cabo de un segundo, sin embargo, estos últimos se desacoplaron definitivamente de la materia bariónica y las proporciones de protones y neutrones se estabilizaron. Transcurridos unos 100 segundos, protones y neutrones empezaron a ligarse de manera estable para formar los primeros núcleos. Y al cabo de 300 segundos, aproximadamente, el proceso se detuvo porque la expansión y el enfriamiento del universo imposibilitaron las reacciones nucleares. Sin embargo, el sustrato material del cosmos que vemos en la actualidad ya se había producido.

Ese sustrato material, ese «algo» del que nos hemos ocupado en este libro, había adquirido su estructura nuclear al cabo de esos 300 segundos. Y aún debieron transcurrir unos 380 000 años para que los núcleos capturasen los electrones necesarios para que se formaran los primeros átomos neutros. Sin embargo el origen de ese «algo» se circunscribe a la primera billonésima de segundo de la historia del universo. Y todo lo que sabemos de ese ínfimo pero crucial intervalo es que el modelo estándar de las interacciones fundamentales posee las condiciones potenciales para producirlo a partir de «nada», o sea a partir de bosones y energía. Pero no en la proporción necesaria. El modelo estándar que conocemos, y del que los físicos estamos profundamente orgullosos, no puede explicar la cantidad de materia que observamos. No hasta donde sabemos hoy. Podemos especular sobre cómo extender el modelo estándar para responder a la pregunta de ¿por qué hay algo en lugar de nada? Y lo hemos hecho en este libro. Sin embargo, la respuesta honesta a dicha pregunta es que, a día de hoy, no tenemos ninguna certeza.

LECTURAS RECOMENDADAS

- ADAIR, R.K., «Materia y antimateria: un defecto en un espejo universal», *Investigación y Ciencia*, n.º 139, abril 1988.
- ASIMOV, I., *El electrón es zurdo y otros ensayos científicos*, Madrid, Alianza Editorial, 2013.
- BARROW, J.D. Y SILK, J., *El lado izquierdo de la creación. El origen y la evolución del Universo en expansión*, México, Fondo de Cultura Económica, 1998.
- CHARDIN, G., *La antimateria*, México, Editorial Siglo XXI, 2001.
- CLINE, J.M., «El origen de la materia», *Investigación y Ciencia*, n.º 345, junio 2005.
- EDELSTEIN, J. Y GOMBEROFF, A., *Antimateria, magia y poesía*, Universidade de Santiago de Compostela, 2015.
- HAWKING, S. Y MLODINOW, L., *El gran diseño*, Barcelona, Crítica, 2010.
- KRAUSS, L.M., *Un universo de la nada*, Barcelona, Ediciones de Pasado y Presente, 2013.
- LEÓ, A., *El Big Bang y la desaparición de la antimateria*, Madrid, Editorial Académica Española, 2012.
- QUIRÓS, M., «El origen de la materia: bariogénesis», *Revista Española de Física*, vol. 25-4, págs. 9-18, 2011.

RUIZ JIMENO, A., «Partículas bellas de materia y antimateria», *Investigación y Ciencia*, n.º 387, diciembre 2008.
 WEINBERG, S., *Los tres primeros minutos del universo*, Madrid, Alianza Editorial, 2009.

INDICE

- agujero negro 27, 62
- antipartícula 12, 13, 43, 62, 64-66, 69-71, 74, 76, 79, 86, 97, 98, 100, 102, 103, 109, 111
- antiprotón 12, 65, 66, 76, 94, 100, 108, 119, 137
- asimetría bariónica 13, 98, 103, 104, 107, 108, 113-115, 118, 120, 121, 126, 130-133
- bariogénesis 98, 103, 105, 114, 117, 121, 122, 125, 126, 130-134
- barión 78, 79, 81, 84, 85, 87, 113
- bosón 85, 88, 91-94, 116, 117, 119, 120, 123, 128, 129, 131, 132
- de Higgs 92, 94, 117, 119, 120, 129, 131, 132
- C, simetría C, conjugación de carga 98, 100, 101, 103, 109
- campo de Higgs 96, 113, 116, 118, 119, 121
- catálogo Messier 35
- cefeidas 32
- CERN 90, 94, 107, 119, 129
- constante
 - cosmológica 30, 33, 36, 37, 44
 - de Planck 56, 60, 68
- cromodinámica cuántica (QED) 88
- cuerpo negro 42, 54-57
- deuterio 39, 40
- ecuaciones de Maxwell 52-54, 67
- efecto
 - Compton 60, 62
 - Doppler 32
 - fotoeléctrico 57, 59
- electrodinámica cuántica (QED) 74, 120
- energía oscura 37, 44, 107, 108, 121

esfalerón, esfalerónico 114, 117-119, 121, 122, 130, 132, 133

espectro electromagnético 54, 55

espín 63, 64, 78, 80-82, 93, 96, 100, 101, 123, 124, 128

espinor 63

fermión 63, 64, 66, 78, 80, 81, 88, 91, 96, 100, 101, 103, 113, 114, 117, 123, 128, 132, 136

fondo de radiación de microondas 45, 75, 107, 109

fotón 11-13, 40, 43, 45, 47, 57, 59, 60-62, 64, 65, 68-70, 73-75, 79, 81, 86, 88-93, 96, 101, 108, 136

geodésica 26-28

gluon 87-90, 92, 107, 113, 136

grupo de Lie 83, 88, 92

GUT (*Grand Unification Theory*) 126, 130

hadrón 80, 84, 86, 87, 90, 93, 97, 129, 136

helicidad 63, 96

hipercarga 93, 113, 126

instantones 114

interacción

débil 100, 101, 103, 109-111, 126, 134

electrodébil 41, 96, 113-122, 126, 127, 130, 131

electromagnética 69, 88, 97 fuerte 84, 88, 90, 111, 112

isóbaras 51

isospín 81, 92, 93, 97, 113, 126

kaón 80, 102, 109-112, 119

lente gravitacional (o gravitatoria) 25, 27, 28 leptón 78-80, 92, 97, 98, 100, 101, 112, 127, 130-134, 136

ley de Hubble 15, 18, 33, 36

LHC (*Large Hadron Collider*) 90, 94, 96, 107, 119, 123, 126, 129

LSP (*Lighter Supersymmetric Particle*) 126

masa

gravitatoria 24

inercial 24, 26

invariante 22, 78

materia oscura 44, 108, 126, 129

matriz

CKM 102, 110, 111, 119, 121

PMNS 131, 133

mecanismo *see-saw* 131-133

mesón 80-84, 90, 110-112, 119, 136

modelo estándar 50, 75, 78, 85, 87, 89, 90, 91, 94, 102, 103, 104, 108, 109, 112-114, 117-123, 125-132, 134, 136, 137

mínimamente supersimétrico 126

momento

dipolar 122, 124

dipolar eléctrico, EDM 124, 125

muon 80, 91, 92, 134, 135

neutralino 126

neutrino 11, 47, 51, 77, 79, 91, 92, 100, 101, 121, 130-135, 137

nucleosíntesis 15, 18, 39-41, 43, 108

número

bariónico 85, 86, 97, 103, 104, 109, 112, 114, 118, 121, 127, 130, 132

cuántico 63, 87, 88 leptónico 79, 97, 131, 132

P, paridad 98, 100, 101, 124

paralaje 30, 31

parámetro de orden 115, 116, 118, 119

pion 80-82, 85

positrón 12, 65, 68, 76, 79, 100

potencial de Higgs 119

principio

de equivalencia 26

de exclusión de Pauli 64, 87, 88

problema de la jerarquía 123, 129

quark 76, 77, 84, 88-92, 110, 112, 119, 124, 128, 136

radiación

beta 75, 91-93, 101

cósmica 80, 109

gamma 55, 77

simetría

CP 102, 103, 109, 111, 112, 130, 132

CPT 103, 124

SU(2) 113, 117, 126

U(1) 93, 97, 113, 117, 126

SO(10) 130

SU(5) 130

supersimetría, supersimétrico 123, 125, 126, 128-130

T, simetría T, inversión temporal 98, 104, 124

transformación de Lorentz 23

transición de fase 96, 113-119, 122, 127, 130